

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

БАННІКОВА ОЛЕНА ЮРІЇВНА

УДК 524.74+524.7-7,
524.7-42, 521.14

**ТОРОЇДАЛЬНІ СТРУКТУРИ
В АСТРОФІЗИЧНИХ ОБ'ЄКТАХ**

01.03.02 – астрофізика, радіоастрономія

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Харків – 2020

Дисертація є рукопис

Робота виконана у Радіоастрономічному інституті Національної академії наук України.

Науковий консультант: доктор фізико-математичних наук, професор
Конторович Віктор Мусійович,
Радіоастрономічний інститут
Національної академії наук України, м. Харків
старший науковий співробітник.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Новосядлий Богдан Степанович,
Астрономічна обсерваторія
Львівського національного університету імені Івана Франка
директор;

доктор фізико-математичних наук, професор
Жданов Валерій Іванович,
Астрономічна обсерваторія
Київського національного університету імені Тараса Шевченка,
завідувач відділу астрофізики;

доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Болотін Юрій Львовіч,
Інституту теоретичної фізики ім. О.І. Ахієзера
ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут»
Національної академії наук України,
завідувач відділу теоретико-групових властивостей
елементарних частинок, теорії ядра і нелінійної динаміки.

Захист відбудеться « 3 » липня 2020 р. о 13:00 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.051.02 Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна за адресою: майдан Свободи, 4, ауд. 3-9, м. Харків, Україна, 61022.

З дисертацією можна ознайомитись у Центральній науковій бібліотеці Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна за адресою: майдан Свободи, 4, м. Харків, Україна, 61022.

Автореферат розісланий « 2 » червня 2020 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради

Ю. В. Аркуша

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Астрофізичні об'єкти з тороїдальними структурами є досить поширеним явищем. Важливим структурним елементом активних ядер галактик (АЯГ) є газопиловий оптично товстий тор, який оточує центральну область активного ядра. Залежно від його орієнтації щодо спостерігача пояснюється поділ АЯГ (як більш потужних радіогалактик і квазарів, так і слабших сейфертовських галактик) на різні типи в межах уніфікованої схеми, в якій структура цих об'єктів однакова. А саме, центральна надмасивна чорна діра оточена акреційним диском, відповідальним за більш жорстке випромінювання, в околиці якого генеруються космічні струмені – джети, що породжують радіовипромінювання. При цьому потужність випромінювання акреційного диска залежить від маси чорної діри. Газопилової тор в АЯГ називають затінюючим тором, тому що він може приховувати центральну область АЯГ (2-й тип – радіогалактики та Sy2) або, навпаки, випромінювання акреційного диска може бути доступно спостерігачеві (1-й тип – квазари та Sy1). Пилові тори в АЯГ відіграють істотну роль, поставляючи речовину в акреційний диск, що забезпечує значне енерговиділення центральних областей активних галактик. Довгий час затінюючі тори не були доступні прямим спостереженнями через їх малі відносні масштаби та з урахуванням віддаленості АЯГ. Пряме виявлення тора в найближчих до нас сейфертовських галактиках стало можливим завдяки технологічним досягненням, а саме, використанню ІЧ-камери MIDI на VLT і вступу в дію найбільшого радіоінтерферометра ALMA, що працює в міліметровій області спектра. Результати спостережень підтвердили геометричну товщину тора та його значну масу. Ще починаючи з ідеї уніфікованої схеми, запропонованої Р. Антонуччі, обговорювалися механізми, які здатні пояснити геометрично товсту форму тора. Значна маса тора показала, що необхідно враховувати його гравітаційні властивості. Врахування самогравітації тора для інтерпретації спостережних даних обговорювалося давно, проте гравітаційні властивості тора практично не досліджувалися навіть у межах класичної теорії потенціалу. Питання, що пов'язані з формуванням, стабільністю, динамікою речовини в торі є найбільш важливими для розуміння фізичних властивостей АЯГ. Тут важливий як аналітичний підхід, так і сучасні чисельні методи, що здатні моделювати гравітуючі системи, які складаються з великого числа об'єктів. Знання гравітаційних властивостей тора також важливо для дослідження кільцевих галактик. Яскравим представником кільцевих галактик є об'єкт Хога, який складається з центральної галактики та кільця зореутворення. В галактиках типу об'єкта Хога маса кільця порівнянна з масою центральної галактики, що також свідчить про необхідність врахування гравітаційних властивостей тора. Відзначимо, що кільце є окремим випадком тора, коли його малий радіус істотно менше великого. Зіткнення зоряних і галактичних систем може призводити до формування кілець темної речовини, які можуть залишатися стабільними протягом досить довгого часу. Працюючи як гравітаційні лінзи, вони можуть приводити до важливих ефектів, вивчення яких у свою чергу може пролити світло на розподіл

речовини, включаючи темну речовину, в об'єктах, що містять кільцеві структури. Питання про те як рухається речовина в тороїдальних об'єктах, що являють собою суцільне середовище, але при цьому характеризуються істотною гравітацією, також залишається відкритим. Скоріш за все, істотну роль тут може грати не тільки орбітальний рух, який врівноважує стиснення тора вздовж великого радіуса, але й вихровий рух, здатний компенсувати стиск вздовж малого радіуса за рахунок наявності відцентрових сил. Таким чином, дослідження тороїдальних вихорів можливо дасть змогу зрозуміти рух в торі як гравітуючому об'єкті.

З іншого боку, наявність осесиметричної течії в протилежних напрямках у багатьох астрофізичних об'єктах на малих масштабах може призводити до формування тороїдальних вихорів. Динаміка тороїдальних вихорів в таких спеціальних системах може показувати цікаві властивості, такі як викид вихрових компонент. Це в свою чергу може бути використано як додатковий механізм виникнення компонент викидів в об'єктах, де величини магнітного поля недостатньо для забезпечення значних викидів. Все це показує, що дослідження тороїдальних структур в межах задач класичної теорії потенціалу та гідродинаміки, а також з використанням чисельних експериментів є актуальним до теперішнього часу. Такі дослідження дадуть можливість виявити нові фізичні властивості цих об'єктів і, відповідно, інтерпретувати багато спостережних даних щодо астрофізичних об'єктів з тороїдальними структурами.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у відділі Міліметрової астрономії та у відділі Космічної радіофізики Радіоастрономічного інституту НАН України та є складовою частиною наступних проектів: "Розповсюдження та розсіяння електромагнітних хвиль в навколоземному та космічному середовищах" № держреєстрації 0111U000062; "Фундаментальні властивості фізичних систем мікро- і макросвіту" № держреєстрації 0109 U 005856 (2009 – 2010 рр.); "Дослідження космічної речовини методами багатохвильової радіоспектроскопії" № держреєстрації 0107U001043 (2007 – 2009 рр.); а також сумісно в НДІ астрономії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна в межах бюджетних тем: "Астрофізика позагалактичних об'єктів: гравітаційно-лінзовані квазари та активні ядра галактик" № держреєстрації 0119U002528 (2019 – 2021 рр.), відповідальний виконавець; "Дослідження гравітаційних лінз: космологічні параметри та фізика позагалактичних об'єктів" № держреєстрації 0116U000829 (2016 – 2018 рр.), відповідальний виконавець. Автор був керівником гранту НАН України для молодих вчених "Взаимодействие остатка сверхновой с молекулярным облаком" (2009 – 2010 рр.). Автор також взяв участь у цільовій програмі НАН України "Астрофізичні та космологічні проблеми прихованої маси і темної енергії Всесвіту" (шифр "Космомікрофізика") № держреєстрації 0107U007813 (2007 – 2009 рр.); № держреєстрації 0110U004538 (2010 р.); № держреєстрації 0111U003978 (2011 р.).

Мета та задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є дослідження гравітаційних і гідродинамічних властивостей тороїдальних структур в астрофі-

зичних об'єктах і використання результатів для інтерпретації спостережних даних активних ядер галактик, квазарів, кільцевих галактик. Для досягнення поставленої мети сформульовані наступні ключові задачі:

- дослідити динаміку вихорів в радіальному потоці в 2D і 3D випадках для різного типу течії та з урахуванням орбітального руху в вихорі;
- отримати новий інтегральний вираз для гравітаційного потенціалу тора та знайти аналогії з потенціалами елементарних тіл;
- отримати аналітичні наближені вирази потенціалу тора в зовнішній та внутрішній областях, зручні для їх використання в задачах динаміки;
- дослідити динаміку частинки в зовнішньому гравітаційному потенціалі тора з урахуванням центральної маси та розв'язати задачу про існування стійких і замкнутих орбіт;
- запропонувати вирішення проблеми спостережуваної щільності між центральною галактикою та кільцем в кільцевих галактиках типу об'єкта Хога;
- розв'язати задачу про знаходження рівноважної форми самогравітуючого тора в гравітаційному полі центральної маси та провести чисельні експерименти для різних початкових умов і параметрів системи в межах задачі N тіл;
- вирішити проблему спостережуваної геометричної товщини газопилового тора в активних ядрах галактик;
- отримати основні фізичні характеристики для газопилового тора в межах уніфікованої моделі активного ядра галактики: взаємодія з джетамі, підживлення аккреційного диска, зовнішня акреція;
- дослідити ефекти гравітаційного лінзування для системи, де лінзою є кільцева галактика (тор і центральна маса).

Об'єктом дослідження є затінюючі газопилові тори активних ядер галактик, кільцеві галактики.

Предметом дослідження є динаміка в гравітаційному полі тора та центральної маси, стабільність самогравітуючого тора, випромінювання торів і джетів, динаміка тороїдальних вихорів та їх роль у формуванні компонент джетів, ефекти гравітаційного лінзування.

Методи дослідження. Для розв'язання поставлених задач використовувалися аналітичні обчислення, методи математичної фізики, чисельні моделювання, алгоритми задачі N тіл з використанням технології CUDA паралельних обчислень на GPU, метод трасування променів.

Наукова новизна одержаних результатів.

1. На підставі отриманого нового виразу для гравітаційного потенціалу тора вперше показано, що зовнішній потенціал тора представляється потенціалом нескінченно тонкого кільця тієї ж маси аж до поверхні тора, а відмінності існують поблизу його осі симетрії та залежать від геометричного параметра.

2. Вперше показано в межах задачі N тіл, що самогравітуючий товстий тор в полі центральної маси залишається стабільним, а рівноважний перетин має форму овалу з гаусовим розподілом густини.

3. Вперше виявлено існування області некругових орбіт між окружністю Лагранжа та останньою стійкою круговою орбітою, що здатне пояснити спостережувану щільність в розподілі зоряної густини в кільцевих галактиках.

4. Виявлено нові аспекти ролі центральної маси в стабільності самогравітуючого тора. Вперше показано, що у потенціалі тора при наявності центральної маси існують як регулярні, так і замкнені орбіти нових типів. Показана можливість формування стійкого тора Кеплера, який є узагальненням кеплерівського диска.

5. Вперше побудовано динамічну модель затінюючого тора в активних ядрах галактик та показано, що спостережувану динаміку в ядрі сейфертівської галактики NGC 1068 можна пояснити особливостями руху хмар в торі за рахунок ефектів самогравітації.

6. Вперше показано, що в гравітаційно-лінзовій системі "центральна маса та тор", формується одно, два або три кільця Ейнштейна в залежності від поверхневої густини в диску, що дозволить ідентифікувати тороїдальні структури при пошуку лінзових систем в існуючих та нових оглядах неба.

7. Вперше виявлена принципова різниця між динамікою кільцевих вихорів в радіальному потоці в 2D та 3D випадках, а саме, в достатньо потужному акреційному потоці відбувається колапс вихору. Показано, що спіральність для вихору з закруткою (орбітальним рухом) відрізняється від відомої формули Моффата для зачеплених вихорів.

8. На підставі отриманого аналітичного рішення задачі динаміки кільцевих вихорів в радіальному потоці у 2D та 3D випадках показано, що вихори прискорюються акреційним потоком та викидаються в протилежних напрямках, формуючи компоненти джетів в активних ядрах галактик.

Практичне значення отриманих результатів. Дослідження гравітаційного потенціалу тора, що проведені в даній дисертації, дають можливість значно спростити багато задач, де необхідне урахування гравітаційного поля тора. Отримані наближені вирази для потенціалу тора в зовнішній та внутрішній областях можна використовувати в задачах динаміки, фактично зводячи ці задачі до аналітичного розгляду. Результати дослідження динаміки в гравітаційному полі тора та центральної маси можна використовувати для інтерпретації спостережених даних в кільцевих галактиках, а саме за спостережними розмірами щільності в об'єктах типу об'єкту Хога можна оцінювати відносну масу кільця. Крім того, існування окружності Лагранжа й OSCO орбіти в таких системах і аналогія з ISCO в релятивістських системах розширює загальне розуміння гравітаційних властивостей таких систем. Запропонований тор Кеплера, як узагальнення диска Кеплера, може становити інтерес навіть у межах навчальних програм. Тор Кеплера, який є ідеалізованим об'єктом, дуже зручний для того, щоб навчати студентів моделювати системи з великою кількістю частинок, прищепити вміння використовувати кеплерівські елементи та зрозуміти зручність супутньої системи координат. Результати, що пов'язані з чисельним моделюванням тора, мають широке застосування, оскільки в принципі показано, що подібні структури мо-

жуть бути стабільні, а досліджена динаміка дає можливість інтерпретувати як наявні на даний момент дані спостережень, так і ті, які будуть отримані з великою роздільною здатністю в майбутньому. Динамічна модель затінюючого тора з урахуванням його самогравітації, яка запропонована в дисертації, дозволяє використовувати її для інтерпретації спостережуваних особливостей динаміки пилових торів в активних ядер галактик. При цьому можливо пояснити не тільки геометричну товщину тора в АЯГ, але також і пояснити наявність некеплерівського руху. Результати дослідження кільцевих вихорів можуть бути використані як додатковий механізм формування компонент джетів. Результати, що пов'язані з гравітаційним лінзуванням, можна використовувати для інтерпретації спостережень, де присутні більше ніж одне кільце Ейнштейна або радіально витягнуті зображення. Це у свою чергу дасть можливість відновити розподіл речовини в гравітаційних лінзах, які містять кільцеві структури.

Особистий внесок автора є вагомим на всіх етапах. Роботи [1, 19] автором написані самостійно. У роботах [2-8, 10,13, 16-17, 21], де дисертант є першим автором, приймалась активна участь у постановці задачі, частині аналітичних обчислень, чисельних моделювань, аналізу результатів, написанні та підготовці статей до публікації. В роботі [9] автором проведені чисельні експерименти з вибору орбіти супутника та розрахунки змін елементів обраної орбіти, підготовлені окремі частини статей. В роботі [14] автор брав участь в постановці задачі, виконав частину аналітичних і чисельних розрахунків, обговорював результати роботи та запропонував астрофізичну інтерпретацію, а також підготував текст статті. В роботі [20] автор брав участь в обговоренні ідеї статті, провів чисельні моделювання задачі N тіл для самогравітуючого тора, написав відповідний розділ статті. В роботах [15, 18] автор брав участь в формулюванні задачі, аналітичних розрахунках, в обговоренні проміжних і фінальних результатів, в написанні тексту статті. В роботах [11, 12] автор брав участь в обговоренні постановки задачі, аналізі проміжних і фінальних результатів.

Апробація результатів дисертації. Результати дисертаційної роботи представлені у 35 доповідях на таких вітчизняних і міжнародних наукових конференціях: Second Italy-Ukraine Meeting in Astronomy "Multiwavelength Astrophysics from Radio to Gamma Rays" (Kharkiv, Ukraine, 23-25 September, 2018); Italy-Ukraine Meeting in Astronomy (Rome, Italy, 22 March, 2018); International Conference "Quasars at all epochs" (Padova, Italy, 2-7 April, 2017); XVIII Міжнародний симпозіум "Методи дискретних особливостей в задачах математичної фізики", (Харків, Україна, 26–28 червня, 2017); XIII Міжнародна конференція "Фізичні явища в твердих тілах" (Харків, Україна, 5-8 грудня, 2017); International Gamow conference "Astronomy and beyond" (Odessa, Ukraine, 13-20 August, 2017); Всероссийской конференции "Актуальные проблемы внегалактической астрономии" (Пущино, Россия, 2016, 2014, 2012, 2009, 2007); International conference "All wave astronomy. Shklovsky-100" (Moscow, Russia, 20-22 June, 2016); International conference "Multispin galaxies-2016" (Nizhnij Arkhyz, Russia, 26-30 September, 2016); International

Conference "Astrophysics and cosmology after Gamov: progress and perspectives" (Odessa, Ukraine, 16–23 August, 2015); International conference "The European Week of Astronomy and Space Science" (Switzerland, Geneva, 30 June - 4 July, 2014); Міжнародна конференція "Астрофізика високих енергій" (Москва, Росія, 2014, 2012, 2007); Participation in trimester "N-body gravitational dynamical systems From $N=2$ to infinity..." in Henri Poincaré Institute, Part of trimester "Dynamics and kinetic theory of self-gravitating systems" (Paris, France, 20 October - 3 November, 2013); International Workshop "Dynamics and kinetic theory of self-gravitating systems" (Paris, France, 4-8 November, 2013); Міжнародна конференція "Современные проблемы математики и её приложения в естественных науках и информационных технологиях" (Харьков, Україна, 1-31 мая, 2012); International Conference "Astronomy and Space Physics" (Kyiv, Ukraine, May 22-25, 2012); International Astronomical Gamow Conference (Odessa, Ukraine, 2012, 2010); Міжнародна конференція "Современные проблемы математики и её приложения в естественных науках и информационных технологиях" (Харьков, Україна, 17 - 22 апреля, 2011); Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике (Москва, Россия, 20-21 декабря, 2010, 2008, 2006); Всероссийская астрономическая конференция "От эпохи Галилея до наших дней" (Нижний Архыз, Россия, 12-19 сентября, 2010); International Lyapunov Memorial Conference (Kharkiv, Ukraine, 24-30 June 2007); XXXVII Young European Radio Astronomers Conference (Bordeaux, France, 4-7 September, 2007).

Публікації. Результати дисертації опубліковані у 63 наукових працях: 21 стаття у міжнародних і вітчизняних виданнях, 10 – у працях конференцій та 32 у тезисах конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, восьми розділів, висновків та списку використаних джерел. Загальний обсяг роботи складає 337 сторінок. Дисертація містить 128 рисунків, 3 таблиці та список використаних джерел з 244 найменувань на 24 сторінках.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

У **вступі** дисертаційної роботи обґрунтовано актуальність досліджень, сформульовано мету та задачі роботи й різні методи їх розв'язання, викладено наукову новизну та практичне значення результатів, розглянуто зв'язок з науковими програмами. Показано апробацію одержаних результатів та особистий внесок дисертанта.

Перший розділ представляє огляд наукової літератури з дослідження астрофізичних об'єктів різних типів, які містять тороїдальні структури. У цьому розділі розглянуто сучасну концепцію уніфікованої схеми активних ядер галактик (АЯГ), спостережні дані затінюючих торів для найближчих сейфертівських галактик в ІЧ діапазоні (VLTI/MIDI), в радіодіапазоні на різних інтерферометрах (VLA, VLBI, ALMA), існуючі модельні інтерпретації спектрального розподілу

енергії в ГЧ діапазоні для більшого числа АЯГ і відповідні висновки про структуру і динаміку в затінюючих торах на підставі відомих спостережень. Представлено огляд теоретичних моделей, в межах яких зроблені спроби пояснити геометричну товщину затінюючих торів і особливості динаміки. На підставі даної частини огляду обґрунтовано актуальність побудови динамічної моделі газопилового тора в АЯГ, в якій треба враховувати гравітаційні властивості тора, клампованість середовища, некеплерівський рух, дисперсію швидкостей хмар, умову затінення та ін. Розглянуто дані спостережень кільцевих галактик і, зокрема, по об'єкту Хога. Маса кільця зореутворення в об'єкті Хога порівнянна з масою центральної галактики, звідки можна зробити висновок про необхідність врахування гравітаційного поля кільця, яке може суттєво впливати на розподіл речовини. Дійсно, відзначено, що не тільки на підставі розподілу яскравості по джерелу, але і на підставі спостережного профілю світності видно існування щілини в розподілі речовини в об'єкті Хога (і в інших кільцевих галактиках), що вимагає пояснення. Частина першого розділу присвячена також кільцевим вихровим структурам, які можуть виникати в акреційному потоці. Зокрема, внаслідок осесиметричної течії може формуватися дипольний тороїдальний вихор, дослідження динаміки якого може представляти інтерес для механізму виникнення компонент викидів в активних ядрах галактик.

Другий розділ присвячено дослідженню динаміки кільцевого (рис. 1 *зліва*) та дипольного (рис. 2 *зліва*) тороїдального вихору у радіальному потоці в 2D випадку. В цьому випадку кільцевий вихор описується парою точкових вихорів. Оскільки ми розглядаємо рух вихорів в потоці, функцію струму можна представити як суму регулярної компоненти $\psi_r = -Q\phi$, що описує потік, і сингулярної ψ_s компоненти, що описує точкові вихори

$$\psi_s = \frac{1}{2\pi} \sum_m \Gamma_m \ln |\mathbf{r} - \mathbf{r}_m|, \quad (1)$$

де Γ_m – інтенсивність m -го вихору, а \mathbf{r}_m – його радіус-вектор. Тут $Q = \text{const}$ – потужність потоку і, в залежності від знаку, ми розглядаємо збіжний або розбіжний потік. Рівняння Кірхгофа для руху вихорів в цьому випадку приймають вид:

$$\dot{x}_m = - \left. \frac{\partial(\psi_r + \psi_s^m)}{\partial y} \right|_{r=r_m}, \quad \dot{y}_m = \left. \frac{\partial(\psi_r + \psi_s^m)}{\partial x} \right|_{r=r_m}, \quad (2)$$

де ψ_s^m – функція струму ψ_s без вкладу m -го вихору. Як відомо [64], за відсутності потоку пара плоских вихорів ($\Gamma_2 = -\Gamma_1$) рухається поступально зі швидкістю $\Gamma/(4\pi y)$ в негативному напрямку осі x . В присутності потоку з (2) слідує, що для розбіжного потоку відстань між вихорами збільшується, а взаємодія між ними зменшується. Для збіжного потоку навпаки, потужність стоку $Q < 0$, $\dot{y} < 0$ і відстань між вихорами зменшується. Після проходження повз стік відстань між центрами вихорів зменшується в $2 \exp(4\pi^2 P/\Gamma)$ разів. Траєкторія руху однієї ком-

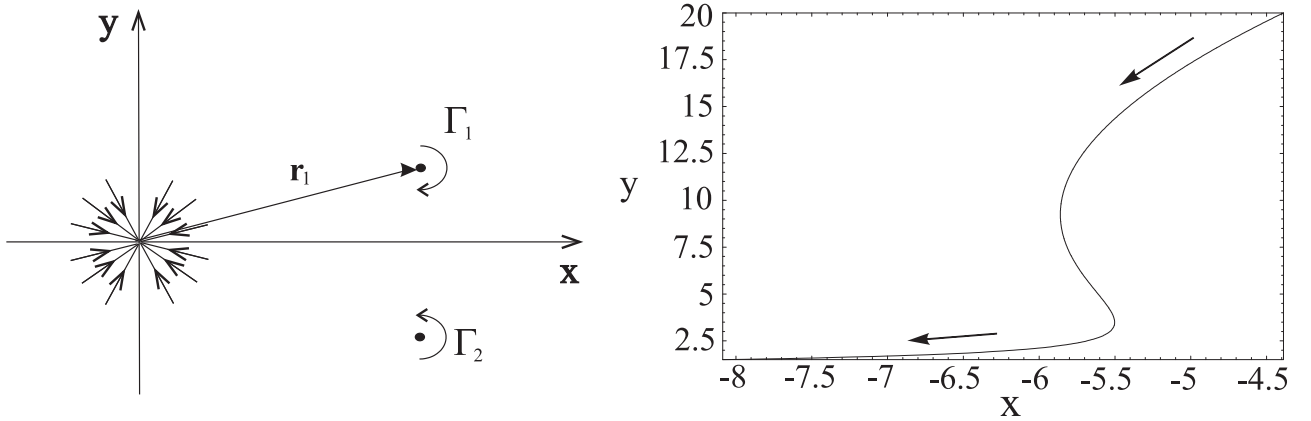


Рис. 1. *Зліва*: пара вихорів в збіжному потоці. *Справа*: траєкторія вихору (компонента пари) в області "позаднього" руху. Обрані параметри відповідають $P = -Q = 1$, $\Gamma = 2\pi - 0.6$.

поненти пари в збіжному потоці показана на рис. 1 (*правий*). Видно, що в певній частині траєкторії поблизу стоку при відповідних параметрах вихори можуть здійснювати зворотний рух. При цьому, опинившись на досить близькій відстані від стоку, пара набуває додаткової швидкості завдяки зменшенню відстані між її компонентами й, пройшовши другу точку повороту, продовжує рух з більшою швидкістю в колишньому напрямі, який визначається знаком циркуляції. Цей результат становить інтерес, оскільки показує, що пара вихорів може набувати значну швидкість, прискорюючись стоком, при цьому кінцева швидкість залежить від відношення потужності стоку до інтенсивності вихору. Ця задача може бути описана в межах гамільтонового та лагранжевого формалізму, що спрощує задачу динаміки вихорів, наприклад, для пошуку точок повороту зворотного руху пари, і це детально досліджено в дисертації.

З отриманого результату видно, що в збіжному потоці вихорова пара, яка моделює одиночний кільцевий вихор, викидається стоком. Це, в свою чергу, призводить до ідеї виникнення компонент викидів за рахунок прискорення їх акреційним потоком. Однак, в астрофізичних об'єктах, враховуючи наявність осесиметрії, вихори повинні набувати дипольну структуру. Розглянемо динаміку дипольного тороїдального вихору в 2D випадку, тобто замінюючи його чотирма плоскими вихорами (рис. 2 *зліва*). Рівняння траєкторії вихору, параметризоване енергією E , має вигляд:

$$r(\varphi) = \frac{1}{\sin 2\varphi} \exp \left\{ \frac{4\pi}{\Gamma} (E + Q\varphi) \right\}. \quad (3)$$

Із (3) видно, що при куті φ , який прямує до нуля або $\pi/2$, r прямує до нескінченності. Це відповідає приходу вихору в складі пари з нескінченно віддаленої точки по x і розсіювання його вже в складі іншої пари із заміненім партнером уздовж осі y . При цьому параметром вихору, який приходить з нескінченності, є його циркуляція Γ та координата горизонтальної асимптоти (половина відстані між компонентами пари), які визначають його "початкову" швидкість. Відповідно,

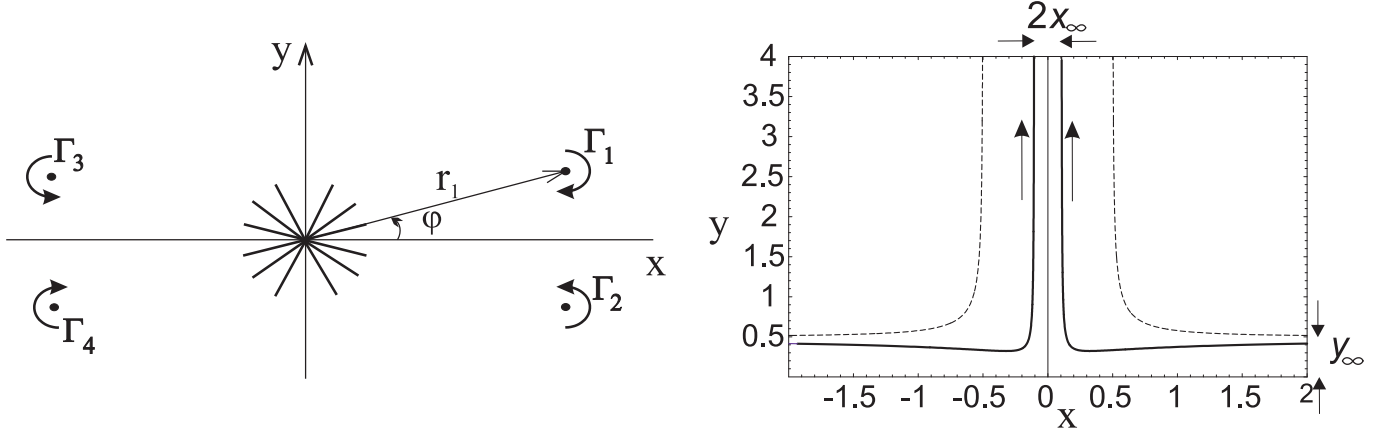


Рис. 2. *Зліва*: схема розташування чотирьох вихорів в радіальному потоці. *Справа*: траєкторії 1-го і 3-го вихорів в збіжному потоці ($P = -Q > 0$), де стрілки вказують напрямки руху. Для порівняння наведені траєкторії цих же вихорів за відсутності потоку ($P = 0$) – пунктирна крива [64].

для вихору, що рухається уздовж осі y після розсіювання обчислюваним параметром є положення асимптоти y_∞ , яка визначає швидкість пари на нескінченності. У термінах тонких торів цей рух відповідає спочатку стиску тора уздовж великої осі в основному за рахунок впливу другого тора, що входить в дипольний вихор, а після точки повороту – руху в основному ізольованому вихровому кільцю. Друге кільце рухається дзеркально симетрично. Величина відношення відстаней між компонентами вихорів на виході та вході зменшується експоненціально за параметром, що визначається відношенням потужності збіжного потоку до інтенсивності вихорів $V_y^\infty/V_x^\infty = \exp(2\pi^2 P/\Gamma)$, де $2y_\infty$ – відстань між компонентами вихрової пари на "вході", а $2x_\infty$ – на "виході" (рис. 2 *справа*). При цьому експоненціально по тому ж параметру зростає швидкість вихрових пар, які викидаються, по відношенню до значення їх швидкості на "вході". Руху пар в бік центру на початковому етапі еволюції відповідає стиснення вихрових кілець в результаті їх взаємодії. Рух нових пар в напрямку, ортогональному початковому руху, відповідає власному руху стиснутих під час попередньої фази кілець.

Розглянемо динаміку системи двох вихрових пар в потоці від нерухомої точкової особливості за умови наявності двох осей симетрії (рис. 3 *зліва*). В дисертації також розглянута динаміка в потоці з особливістю типу "диполь + квадруполь". Лінії струму для течії від особливості відображені на рис. 3 *зліва*, а гамільтоніан системи вихорів має вигляд

$$H = \frac{\Gamma}{4\pi} \ln \frac{xy}{\sqrt{x^2 + y^2}} + C_0 \operatorname{arctg} \frac{y}{x} - C_2 \frac{2xy}{(x^2 + y^2)^2} - \dots \quad (4)$$

Рівняння $H = E = \text{const}$ визначає траєкторії вихорів. Причому, якщо рух необмежено, то вихрові пари приходять з нескінченності уздовж однієї осі, обмінюються компонентами та йдуть вздовж іншої осі знову на нескінченність. Для асимптотичних значень координат вихору, що рухається в першому квадранті, отри-

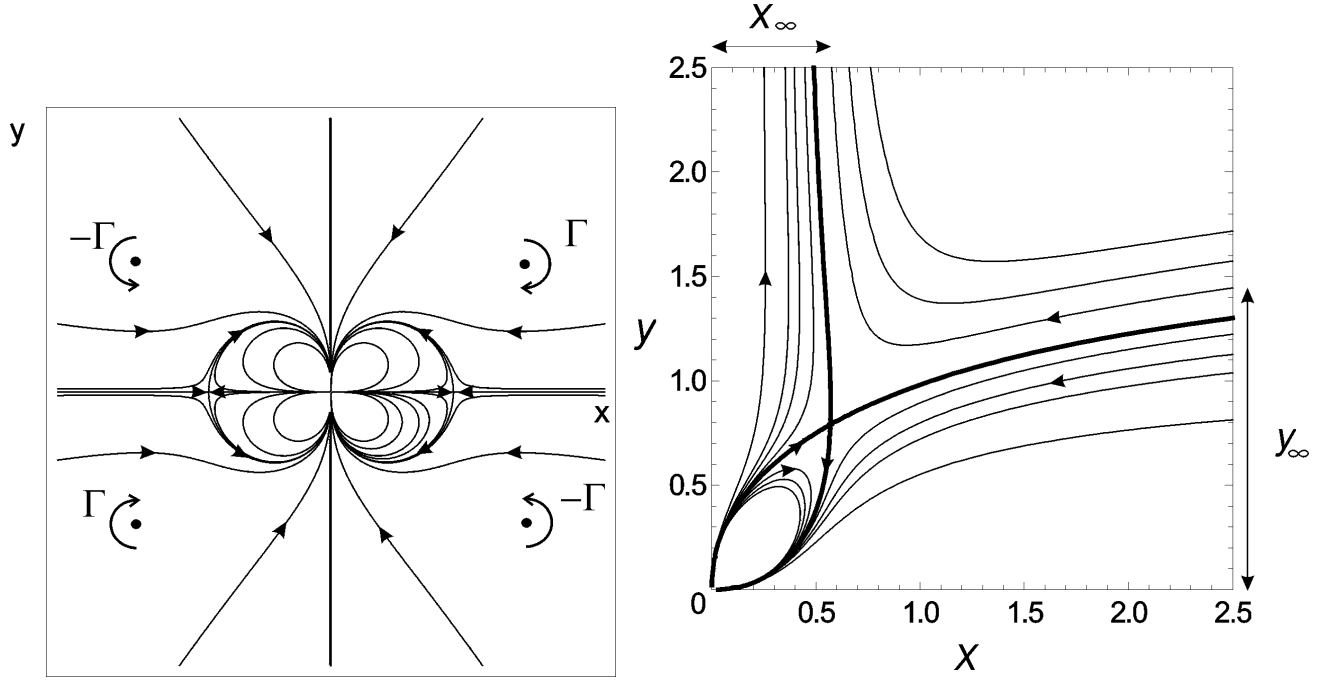


Рис. 3. *Зліва*: схема руху двох вихрових пар в потоці "стік + квадруполь". *Справа*: фазовий портрет в першому квадранті для чотирьох вихорів в потоці "стік + квадруполь". Жирна лінія – сепаратриса.

муємо співвідношення $x_\infty = y_\infty \exp(-2\pi^2 C_0/\Gamma)$, що збігається з результатом для чисто радіального потоку. Таким чином, отримано важливий висновок про те, що співвідношення y_∞/x_∞ граничних відстаней між елементами вихрових пар на нескінченності визначається тільки інтенсивністю C_0 джерела (стоку) та не залежить від мультипольних складових нерухомої особливості, розташованої на початку координат. Оскільки швидкість поступального руху пари вихорів обернено пропорційна відстані між ними, то для відношення асимптотичних значень швидкості пар, які приходять з нескінченності V_- та йдуть на нескінченність V_+ отримуємо значення

$$V_-/V_+ = \exp(-2\pi^2 C_0/\Gamma). \quad (5)$$

Очевидно, що від джерела ($C_0 > 0$) вихрові пари йдуть з меншою швидкістю, а від стоку ($C_0 < 0$) – з більшою швидкістю, ніж приходять ($\Gamma < 0$). Таким чином, отримані розв'язки підтверджують основний результат про прискорення викидів акреційним потоком для загального випадку симетричної течії, що в свою чергу може бути додатковим механізмом формування компонент викидів в астрофізичних об'єктах. В дисертації наведені попередні оцінки виконання умови прискорення вихорів (5) для трьох типових випадків, в яких утворюються викиди: активних ядер галактик, мікроквазарів і молодих зоряних об'єктів.

У **третьому розділі** розглянута задача про динаміку дипольного тороїдального вихору в радіальному потоці у 3D випадку, як системи двох кільцевих вихорів (рис. 4 *зліва*). Дослідження асимптотик розв'язання показує, що існують два типи поведінки: відхід на нескінченність і захоплення стоком (рис. 4 *справа*). Розв'язки

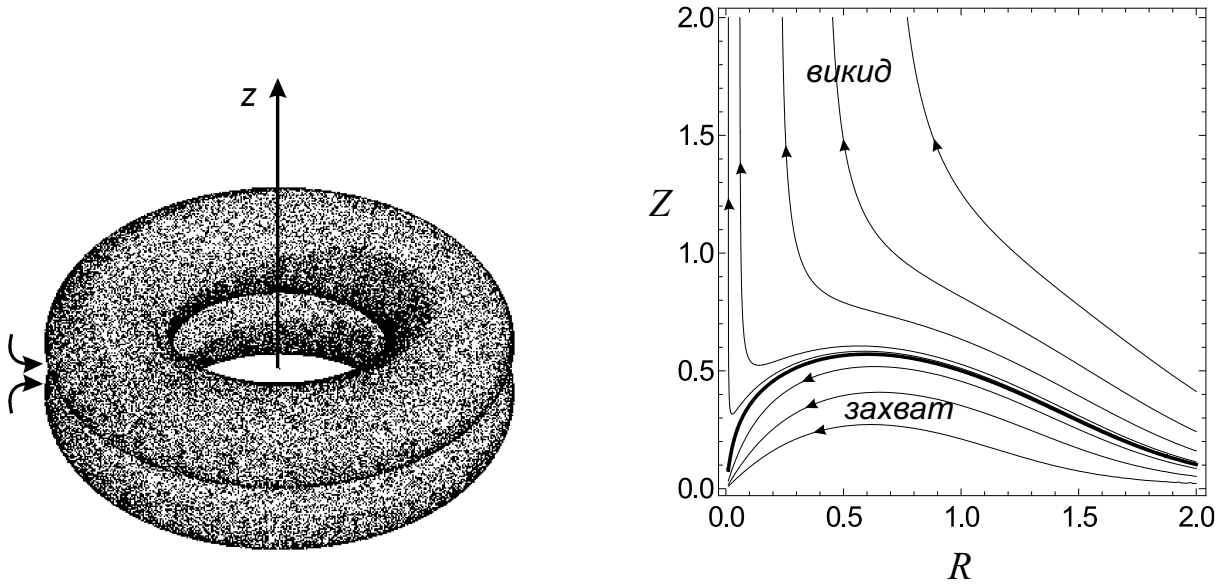


Рис. 4. *Зліва*: схема дипольного тороїдального вихору. *Справа*: лінії рівня гамільтоніана, відповідні траєкторії однієї з компонент вихору, який рухається в збіжному потоці. Видно область захоплення вихорів і сепаратрису, відповідну критичному значенню гамільтоніана.

з відходом вихорів на нескінченність існують тільки, якщо потужність потоку не перевищує критичного значення $P_{cr} = 4\pi H$. Найбільша швидкість кілець, які викидаються, досягається при $P \rightarrow P_{cr} - 0$. При перевищенні критичного значення потужності стоку вихор зтягується потоком в стік і колапсує. Це якісно відрізняє осесиметричні $3D$ розв'язання від розглянутих в попередньому розділі аналогічних плоских $2D$ задач. Наведемо результати для динаміки одиночного кільцевого вихору для $3D$ випадку в збіжному потоці потужності P . З рис. 5 видно, що протягом усього часу руху радіус вихорового кільця (R) зменшується. Таким чином, кільце стискається збіжним потоком ($R_- < R_+$), а його швидкість зростає:

$$\frac{V_-}{V_+} \approx \frac{R_+ \ln(8R_-^{3/2}/\beta e^{1/4})}{R_- \ln(8R_+^{3/2}/\beta e^{1/4})}, \quad (6)$$

де константа β визначається початковою умовою з припущення, що динаміка вихору відбувається зі збереженням його об'єму при однорідній завихреності $R a^2(R) = \beta^2 = \text{const}$, $a(R)$ – малий радіус кільця; тут індекси $(+, -)$ відповідають початковим та кінцевим значенням. З рівнянь руху випливає, що на траєкторіях можуть бути присутніми точки повернення, в яких напрямок руху центра кільця змінюється на прямо протилежний (рис. 5 *справа*). При цьому область зворотнього руху примикає до сепаратриси. За нею вихрове кільце зтягується в стік і колапсує. Цей ефект відсутній при $2D$ описі в площині.

В наступном підрозділі розглянут випадок, коли присутній не тільки вихровий, а й орбітальний рух "закручування". В якійсь мірі це опосередковане врахування гравітаційного поля з боку центрального джерела, хоча в даному випадку вважаємо, що орбітальний рух вже присутній. Досліджено, що врахування орбітального

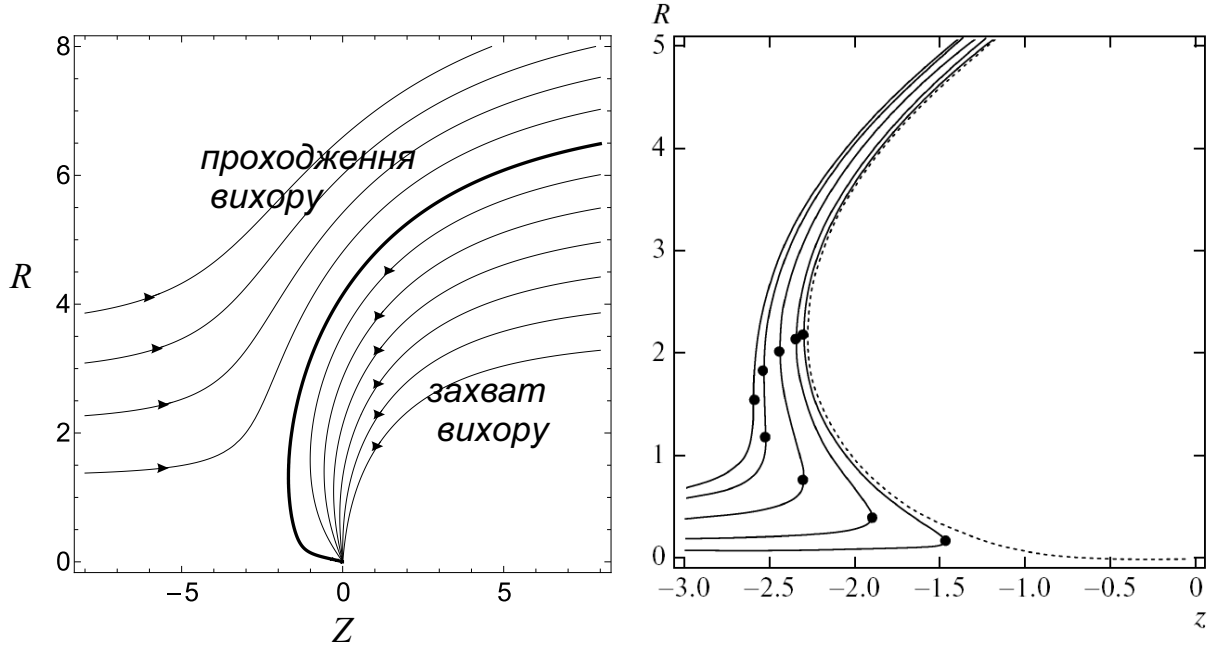


Рис. 5. *Зліва*: траєкторії $H = \text{const}$ одиночного кільцевого вихору в акреційному потоці. При $\Gamma < 0$ вихор рухається справа наліво уздовж осі Z . Сепаратриса виділена жирною кривою. *Справа*: траєкторії руху точок повороту.

руху може призводити до ситуації з можливими зворотніми рухами (ефект бу- меранга). Одним з важливих питань, що стосуються подібних систем (з двома типами руху), є наявність додаткового інтеграла (свого роду перший інтеграл руху). Існування додаткового інтеграла говорить про стійкість системи. Тополо- гічний інтеграл існує в системі вихорів – так званий інтеграл спіральності (або просто спіральність) $S = \int \mathbf{V} \text{rot} \mathbf{V} dV$. Як відомо, для двох зачеплених вихрових контурів (Γ і Γ_1) спіральність повинна дорівнювати добутку циркуляцій, помно- женому на подвійну кількість зачеплень $S = \pm 2\Gamma\Gamma_1$ [66]. При наявності закрутки інтеграл спіральності також існує [66]. В дисертації показано на прикладі існую- чого гідродинамічного рішення рівняння Брега-Хотторна, що для тороїдального вихору з неоднорідною закруткою і з максимумом азимутальної швидкості, яка досягається на круговій твірній вихорового кільця, вираз для інтеграла спіраль- ності відрізняється від формули Моффата та має вигляд $S = -\frac{4}{3}\Gamma\Gamma_1$, де Γ і Γ_1 – циркуляція і закрутка, відповідно.

Четвертий розділ присвячений дослідженню гравітаційного потенціалу од- норідного кругового тора, що важливо для подальших задач динаміки систем з тороїдальними структурами. При цьому використовувався метод складання тора з набору нескінченно тонких кілець, які паралельні екваторіальній площині си- метрії тора (рис. 6). Такий підхід є цілком зрозумілим, оскільки нескінченно тонке кільце є граничним випадком, коли малий радіус тора прагне до нуля ($R_0 \rightarrow 0$). Отриманий новий вираз для гравітаційного потенціалу однорідного кругового то-

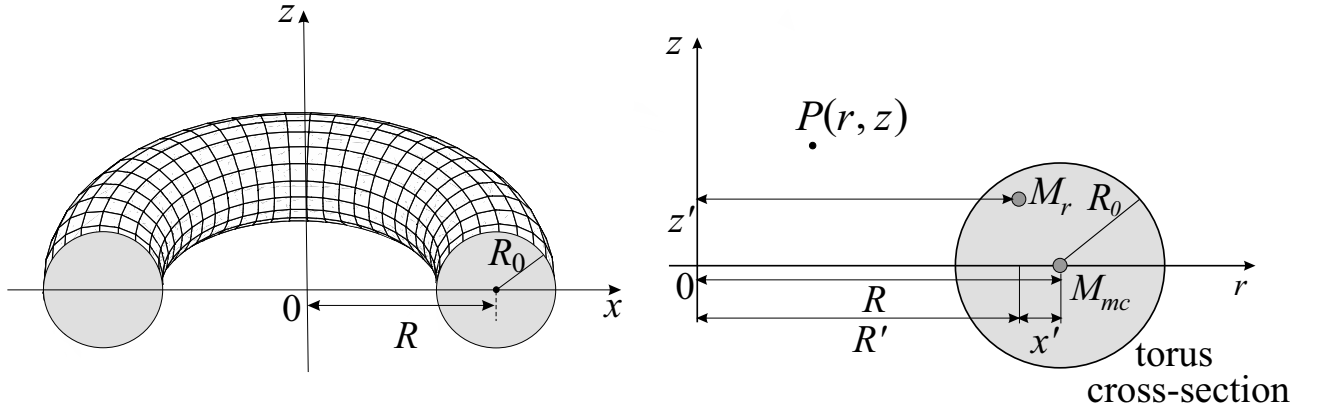


Рис. 6. Зліва: 3D-схема тора. Справа: схематичний перетин тора, представлений у вигляді набору складових нескінченно тонких кілець.

ра в циліндричних координатах в довільній точці має вигляд

$$\varphi_{torus}(\rho, \zeta) = \frac{GM}{\pi^2 R r_0^2} \int_{-r_0}^{r_0} \int_{-\sqrt{r_0^2 - \eta'^2}}^{\sqrt{r_0^2 - \eta'^2}} \phi_r(\rho, \zeta; \eta', \zeta') d\eta' d\zeta', \quad (7)$$

$$\phi_r(\rho, \zeta; \eta', \zeta') = \sqrt{\frac{(1 + \eta') m_r}{\rho}} \times K(m_r), \quad m_r = \frac{4\rho(1 + \eta')}{(1 + \eta' + \rho)^2 + (\zeta - \zeta')^2}, \quad (8)$$

$r_0 = R_0/R$ – малий радіус тора в одиницях великого радіуса (геометричний параметр), $\rho = r/R$, $\zeta = z/R$ – безрозмірні циліндричні координати, $\eta' = x'/R$ та $K(m) = \int_0^{\pi/2} d\beta / \sqrt{1 - m \sin^2 \beta}$ – повний еліптичний інтеграл 1-го роду з даним параметром m . З рис. 7 (зліва) видно, що зовнішній потенціал тора φ_{torus}^{outer} наближено можна представити потенціалом нескінченно тонкого кільця (масивної окружності φ_{mc}) тієї ж маси аж до поверхні тора. Значення потенціалу тора відрізняється від потенціалу кільця на величину, що залежить від r_0 та проявляється значніше для товстого тора ($r_0 > 0.5$). Як відомо, зовнішній потенціал кулі точно дорівнює потенціалу матеріальної точки. Невелика відмінність потенціалу тора від потенціалу нескінченно тонкого кільця може бути пов'язана з тим фактом, що гауссова кривизна поверхні тора не є постійною величиною. Інтегральний вираз для потенціалу тора (7) не виражається в елементарних функціях, тому представляє інтерес виразити потенціал тора через потенціал нескінченно тонкого кільця та отримати залежність від r_0 аналітично. Зовнішня область тора означає область поза його об'ємом, тобто координати точки, в якій шукається потенціал, задовольняють умові $(\rho - 1)^2 + \zeta^2 \geq r_0^2$. У цій області підінтегральний вираз $\phi_r(\rho, \zeta; \eta', \zeta')$ в (7) не має сингулярностей для всіх значень η' , ζ' і його можна розкласти в ряд в околиці точки $\eta' = \zeta' = 0$. Використання такого розкладання пов'язано з тим, щоб виділити потенціал кільця, що проходить через центр перетину тора, у вигляді множника. Обмежуючись квадратичними членами розкладання та враховуючи наближений потенціал складеного кільця, після інтегрування за об'ємом

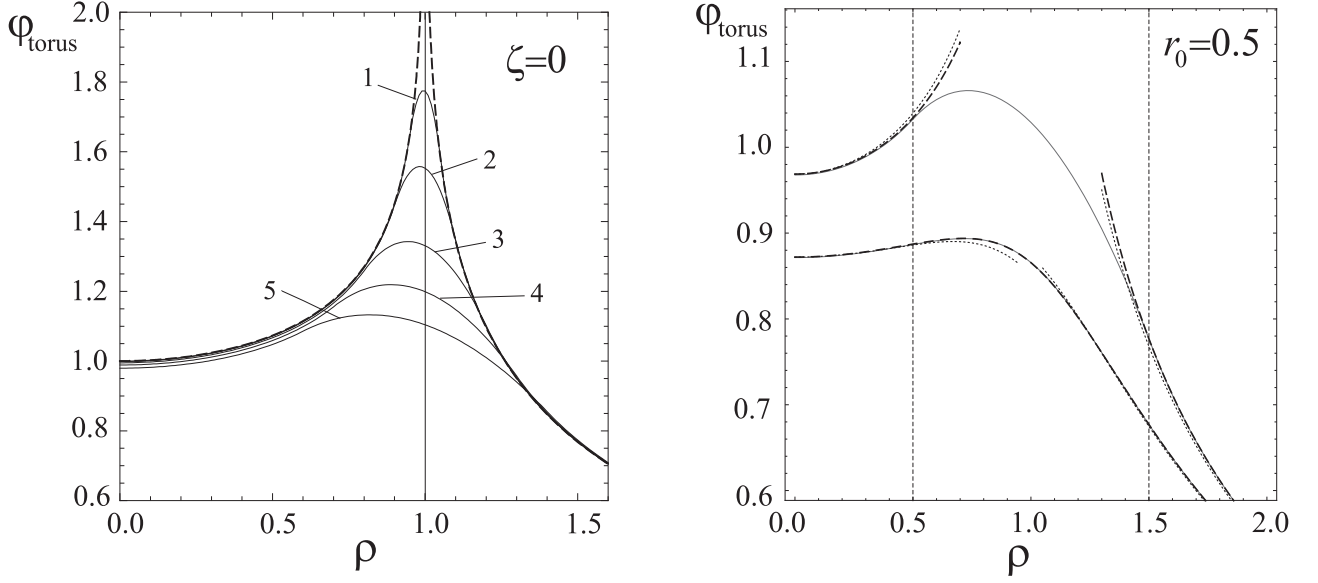


Рис. 7. *Зліва*: залежність потенціалу від радіальної координати при $\zeta = 0$ для тора з $r_0 = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$. Потенціал нескінченно тонкого кільця, рівний масі тора, показаний пунктирною лінією. *Справа*: залежність потенціалу тора з $r_0 = 0.5$ від ρ для $\zeta = 0$ (верхні криві) і $\zeta = 0.5$ (нижні криві). Суцільні лінії відповідають потенціалу, отриманому шляхом чисельного інтегрування по точній формулі (7), S -наближення потенціалу (9) показано пунктирною лінією. Межі перетину тора показані вертикальними лініями.

отримуємо вираз для зовнішнього потенціалу тора:

$$\varphi_{\text{torus}}^{\text{outer}}(\rho, \zeta; r_0) \approx \frac{GM}{\pi R} \phi_{mc}(\rho, \zeta) \times \left(1 - \frac{r_0^2}{16} + \frac{r_0^2}{16} \cdot S(\rho, \zeta) \right), \quad (9)$$

де $\phi_{mc}(\rho, \zeta) = \sqrt{m/\rho} K(m)$ – безрозмірний потенціал нескінченно тонкого кільця, розташованого в центрі перетину тора, а функція

$$S(\rho, \zeta) = \frac{\rho^2 + \zeta^2 - 1}{(\rho + 1)^2 + \zeta^2} \frac{E(m)}{K(m)}, \quad (10)$$

$E(m) = \int_0^{\pi/2} d\beta \sqrt{1 - m \sin^2 \beta}$ – повний еліптичний інтеграл другого роду, $m = 4\rho/((\rho + 1)^2 + \zeta^2)$. При $\rho \rightarrow 0$ множник $S \rightarrow (\zeta^2 - 1)/(\zeta^2 + 1)$ і вираз для потенціалу тора в цьому випадку:

$$\varphi_{\text{torus}}^{\text{outer}}(\rho, \zeta; r_0) \approx \frac{GM}{\pi R} \phi_{mc}(\rho, \zeta) \times \left(1 - \frac{r_0^2}{16} + \frac{r_0^2}{16} \frac{\zeta^2 - 1}{\zeta^2 + 1} \right). \quad (11)$$

Наближений вираз (9) (S -наближення) представляє зовнішній потенціал тора з досить високою точністю. На рис. 7 *справа* показані криві потенціалу тора, отримані шляхом чисельного інтегрування (7) в порівнянні з S -наближенням (9). Видно, що S -наближення для зовнішнього потенціалу описує потенціал тора з

хорошою точністю аж до поверхні тора (верхні криві): відхилення від точного потенціалу не перевищують 0.2% для $r_0 = 0.5$, і відмінності залишаються малими навіть для дуже товстого тора, не перевищують 1.5% для $r_0 = 0.9$. При $\zeta = r_0$ всі точки зовнішні і криві для точного потенціалу і для S -наближення візуально збігаються (відхилення менше 0.1%). Слід зауважити, що асимптотики S -наближення (11) для зовнішнього потенціалу також досить добре описують потенціал тора (точкові криві на рис. 7 *справа*). Таким чином, зовнішній потенціал тора може бути представлений з високою точністю потенціалом нескінченно тонкого кільця тієї ж маси. Залежність від геометричного параметра r_0 з'являється тільки в "дірці" тора, що може бути враховано "зміщеним" потенціалом нескінченно тонкого кільця (11). Це наближення справедливо аж до поверхні тора. Зауважимо, що скільки максимум потенціалу зміщений по відношенню до центру перетину, гравітуючий тор повинен стискатися уздовж великого радіуса. Для протидії цьому стисненню необхідні відцентрові сили, які врівноважують гравітаційні і, отже, істотна роль орбітального руху та центральної маси. Можна стверджувати, що стабільні кільцеві (тороїдальні) структури можуть існувати тільки при наявності центральної маси, що підтверджують чисельні моделювання задачі N тіл.

Оскільки тор є двозв'язним об'єктом, $r_0 = R_0/R \rightarrow 0$ відповідає двом граничним переходам: до нескінченно тонкого кільця (R фіксований, в той час як $R_0 \rightarrow 0$) і граничний перехід до циліндра, коли R_0 фіксований і $R \rightarrow \infty$. Перший випадок було розглянуто вище для зовнішнього потенціалу. Для дослідження внутрішнього потенціалу тора цікавий граничний перехід до потенціалу циліндра. Щоб реалізувати цей граничний перехід, внутрішній потенціал тора знаходимо у вигляді розкладання в степеневий ряд до квадратичних членів. Такий підхід обраний для того, щоб виділити квадратичний доданок, пов'язаний з потенціалом циліндра, оскільки $\varphi_{cyl} \propto r^2$. Для цього було розглянуто потенціал центрального кільця в околиці $\eta = \rho - 1 \rightarrow 0$, $\zeta \rightarrow 0$, що відповідає $m \rightarrow 1$. В цьому випадку еліптичні інтеграли можуть бути розкладені в ряд за малим параметром $m_1 = 1 - m$ і, обмежуючись першими членами розкладання та після інтегрування, вираз для внутрішнього потенціалу тора:

$$\varphi_{torus}^{inner}(\eta, \zeta; r_0) \approx \frac{GM}{2\pi R} \left[c + a_1 \frac{\eta}{r_0} + a_2 \left(\frac{\eta}{r_0} \right)^2 + b_2 \left(\frac{\zeta}{r_0} \right)^2 \right], \quad (12)$$

$a_1 = 8k(1 + \ln k)$, $a_2 = -1 - 4k^2(11 + 10 \ln k)$, $b_2 = -1 + 4k^2(3 + 2 \ln k)$, $c = 1 + 2k^2 - 2 \ln k + 8k^2 \ln k$, $k \equiv r_0/8$. З виразу (12) видно, що максимальне значення потенціалу досягається в точці $\eta_{max} = -(a_1 r_0)/(2a_2)$, $\zeta = 0$, а еквіпотенціальними лініями є еліпси з центром, зміщеним на величину η_{max} відносно центра перетину тора зі відношенням великих півосей $\sqrt{b_2/a_2}$. Зауважимо, що положення максимуму потенціалу ($\eta = \eta_{max}$, $\zeta = 0$) відповідає точці, де результуюча всіх сил, що діють на частинку, дорівнює нулю. В даному наближенні компоненти сили всередині об'єму тора залежать від координат лінійно, що дуже спрощує задачу про динаміку частинки у внутрішньому потенці. При граничному пере-

ході $r_0 \rightarrow 0$, який відповідає нескінченному циліндру, коефіцієнти $c \rightarrow 1 - 2 \ln k$, $a_1 \rightarrow 0$, $a_2, b_2 \rightarrow -1$, а вираз (12) набуває такого вигляду:

$$\varphi_{torus}^{inner}(\eta, \zeta; r_0 \rightarrow 0) \approx \frac{GM}{2\pi R} \left[1 - 2 \ln \frac{r_0}{8} - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (13)$$

що дійсно відповідає потенціалу циліндра з довжиною $H = \pi R$. Стає зрозумілим з аналізу внутрішнього потенціалу для двох граничних випадків ($R_0 \rightarrow 0$ і $R \rightarrow \infty$), що перші доданки в коефіцієнтах a_2, b_2 степеневого ряду (12) відображають властивості внутрішнього потенціалу циліндра. Якщо виділити потенціал циліндра, внутрішній потенціал тора (12) може бути записаний як:

$$\varphi_{torus}^{inner}(\eta, \zeta) = \varphi_{cyl}(r) + \varphi_{curv}(\eta, \zeta). \quad (14)$$

Другий доданок $\varphi_{curv}(\eta, \zeta)$ в (14), який було названо "потенціалом кривизни", містить в собі властивості кривизни поверхні тора. Дійсно, в граничному випадку переходу до потенціалу циліндра ($r_0 \rightarrow 0$) і $\varphi_{curv} \rightarrow 0$. Отже, внутрішній потенціал тора може бути представлений як сума потенціалу циліндра і доданка, який містить в собі гауссову кривизну поверхні тора.

Також в дисертації отримано наближений вираз для потенціалу тора у всій області шляхом зшивання внутрішнього та зовнішнього (S -наближення) потенціалу на границі з чисельними коефіцієнтами, які знайдені шляхом мінімізації функціонала різниць потенціалів і їх похідних на поверхні тора, що є чисельною реалізацією проблеми Діріхле. Цей вираз значно простіше інтегрального та, крім того, дає можливість отримати аналітичний розв'язок для динаміки в системах з тороїдальними (кільцевими) структурами.

В **п'ятому розділі** досліджено рух пробної частинки в зовнішньому гравітаційному полі тора при наявності центральної маси. При цьому потенціал тора було замінено потенціалом нескінченно тонкого кільця, спираючись на попередні результати. Гравітаційні сили з боку центральної маси та кільця діють в протилежних напрямках таким чином, що рівновага досягається на деякій відстані в площині симетрії. За аналогією з точкою Лагранжа L_1 в задачі трьох тіл, ми будемо називати "окружністю Лагранжа" геометричне місце точок, де реалізовується баланс між силами з боку центральної маси та тором. Очевидно, що окружність Лагранжа це область нестійкої рівноваги. Використовуючи знайдений в дисертації наближений вираз для потенціалу кільця, рівняння для радіуса окружності Лагранжа ρ_L можна звести до алгебраїчного виду ($q = M_0/M_{mc}$):

$$\rho_L^3 - q\pi(1 - \rho_L) = 0. \quad (15)$$

Рівняння (15) – наближене, але воно дозволяє отримати аналітичний розв'язок для радіуса окружності Лагранжа

$$\rho_L = \frac{\pi^{1/3}(2^{1/3}s^2 - 2q(3\pi)^{1/3})}{6^{2/3}s}, \quad s = (9q + \sqrt{3}q\sqrt{27 + 4\pi q})^{1/3}. \quad (16)$$

Точне рівняння в еліптичних інтегралах для радіуса окружності Лагранжа приведено в дисертації. Для дослідження динаміки в даній системі, запишемо ефективний потенціал:

$$U_{\text{eff}} = U_0 + U_{mc} + \frac{I^2}{2R^2\rho^2}, \quad (17)$$

де $U_0 = -GM_0/(R\rho)$ і $U_{mc} = -\varphi_{mc}$ – потенційні енергії центральної маси (M_0) і масивного кола (нескінченно тонке кільце) (M_{mc}) і I – кутовий момент частинки в одиницю маси. З рис. 8 *зліва* видно, що для малих значень кутового моменту, U_{eff}

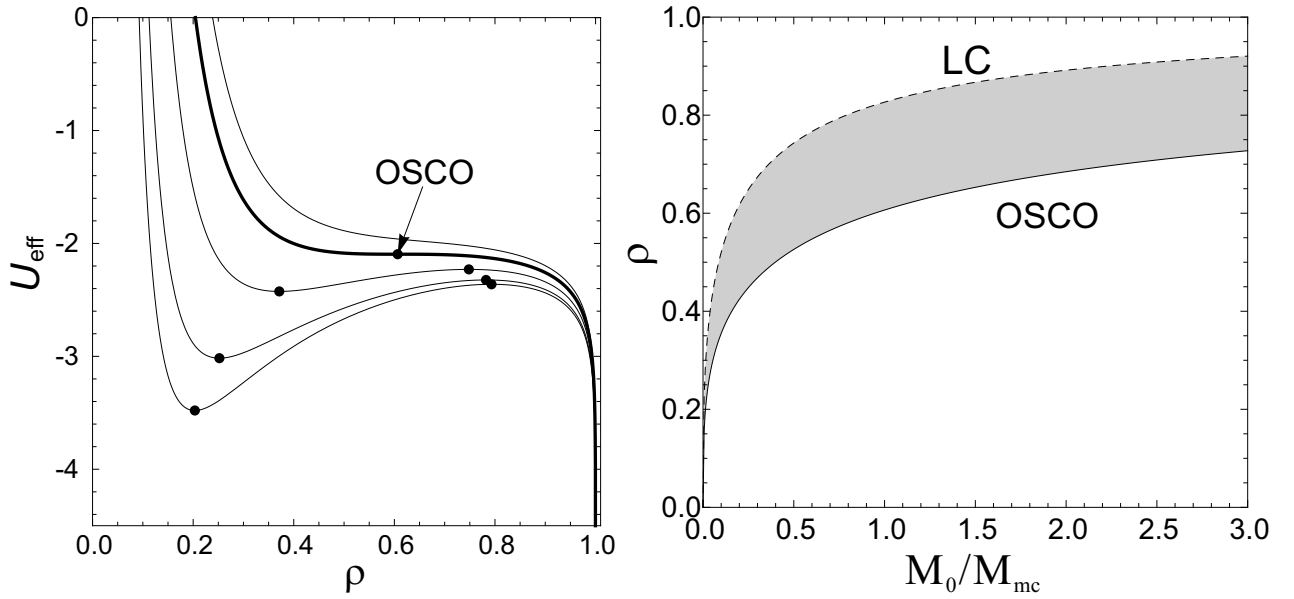


Рис. 8. *Зліва*: радіальна залежність ефективного потенціалу для різних значень I при $M_0 = M_{mc}$. Екстремуми U_{eff} показані чорними точками; товста крива відповідає $I = I_{osco}$. *Справа*: залежність радіусу OSCO і окружності Лагранжа від співвідношення мас ядра та масивного кільця. Сіра область позначає область, де стійкі орбіти не існують.

має два екстремуми: мінімум, який відповідає стійкій круговій орбіті, і максимум, відповідний нестійкій круговій орбіті. При збільшенні значення моменту мінімум зміщується в область великих ρ , а максимум – в область менших значень ρ . При деякому граничному значенні кутового моменту, мінімум і максимум зливаються в одну точку. Ця точка відповідає максимально можливому радіусу стійкої кругової орбіти. Загалом, така поведінка U_{eff} подібна до релятивістського випадку (див., наприклад, рис. 2 в [67]), де така орбіта називається останньою внутрішньою стійкою круговою орбітою (the innermost stable circular orbit ISCO), тому що стабільні кругові орбіти існують поза ISCO. У разі потенціалу, розглянутого тут, ситуація аналогічна релятивістському випадку. При цьому розташування стійких і нестійких кругових орбіт протилежне: стійкі кругові орбіти розташовані всередині останньої стійкої кругової орбіти. За аналогією з релятивістським випадком ми будемо називати цю орбіту "останньою зовнішньою стійкою круговою орбітою" ("the outermost stable circular orbit" (OSCO)). Рівняння для радіуса

OSCO (ρ_{osco}) отримаємо з умови існування екстремумів ефективного потенціалу та з урахуванням наближеного виразу для кільця:

$$3\rho_{osco}^4 - 4\rho_{osco}^3 + \pi q(1 - \rho_{osco})^2 = 0. \quad (18)$$

Це рівняння має два дійсних корені, один з яких задовольняє умові $\rho < 1$. На рис. 9 показаний приклад ефективного потенціалу та орбіти поблизу OSCO. При

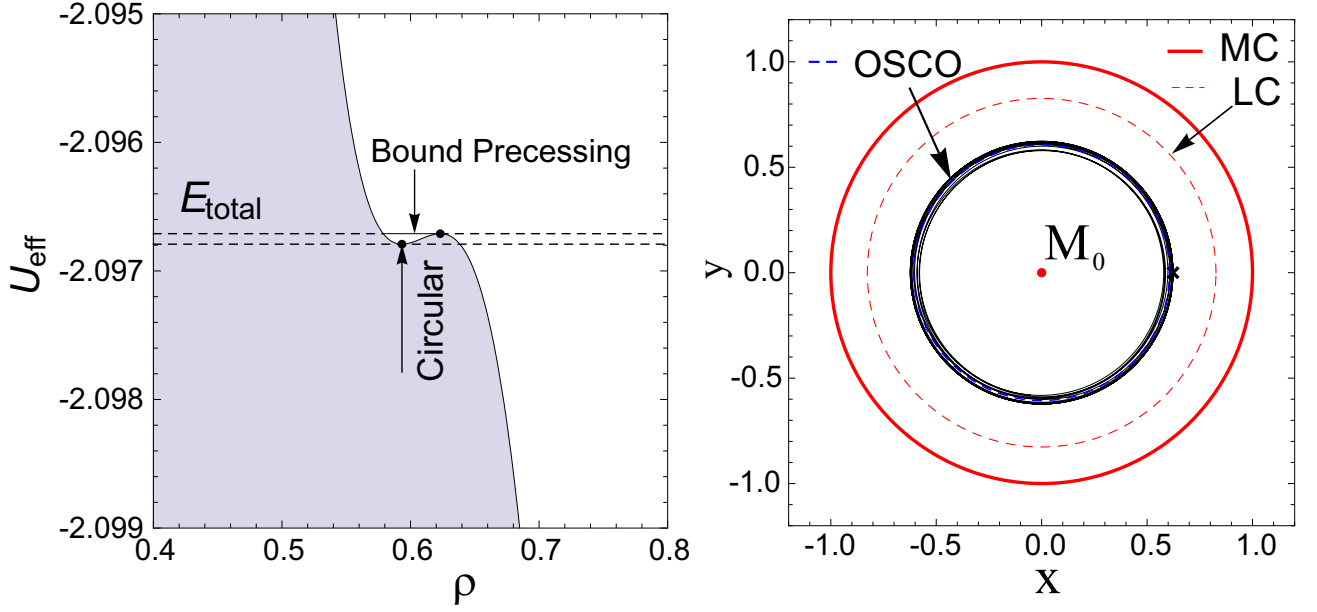


Рис. 9. Ефективний потенціал (зліва) і орбіта пробної частинки (справа) в екваторіальній площині кільця для $M_0 = M_{mc}$. Початкові умови: $I = 0.702$, $\rho_0 = 0.593$, $\rho_0 = 0.623$. Початкове положення пробної частинки на орбіті відзначено хрестиком. Суцільна червона, пунктирна червона і пунктирна синя лінії представляють масивне коло (MC), коло Лагранжа (LC) і останню кругову стійку орбіту (OSCO), відповідно.

$I \rightarrow I_{osco}$ екстремум U_{eff} замикається (рис. 9 зліва) і радіус стійкої кругової орбіти прагне до ρ_{osco} , але при цих умовах орбіта замкнена. При $\rho \rightarrow \rho_{osco} + 0$ існування замкнених орбіт неможливо і орбіта прецесує поблизу ρ_{osco} (рис. 9 справа). При $\rho > \rho_L$ частинка йде на кільце. Область $\rho_{osco} < \rho < \rho_L$, в якій неможливе існування стійких кругових орбіт, є результатом конкуренції між гравітаційними силами з боку центральної маси та кільця, що діють у протилежних напрямках. Сталий круговий рух може існувати тільки в межах границі OSCO. Ця область може представляти інтерес для розуміння спостережних властивостей кільцевих галактик, в яких маса ядра порівнянна з масою кільця. Як приклад, ми можемо оцінити ширину області нестійких кругових орбіт для об'єкта Хога. В цьому об'єкті навколо центральної еліптичної галактики спостерігається кільце, в якому відбуваються активні процеси зореутворення. Відповідно даним спостережень [68], відношення маси центральної галактики до маси кільця $q = M_0/M_{ring} \approx 3$ і великий радіус кільця $R \approx 17''$. Враховуючи отримані вирази, знаходимо ширину

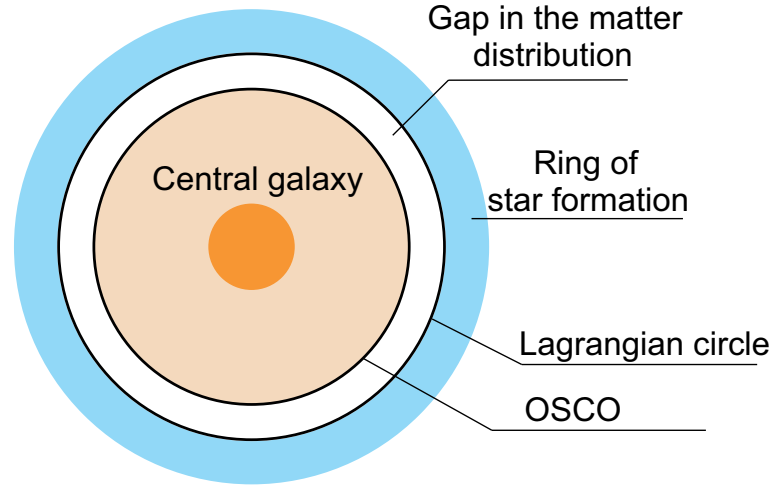


Рис. 10. Схема кільцевої галактики типу об'єкта Хога з щілиною в розподілі речовини між останньою стійкою круговою орбітою (OSCO) і окружністю Лагранжа.

області нестійких орбіт в лінійному масштабі $\Delta\rho \approx 2.8$ кпк. На рис. 10 показана схема кільцевої галактики для випадку об'єкта Хога зі збереженням відповідних пропорцій між головними масштабами. Ширина області нестійких кругових орбіт відповідає спостережуваному мінімуму в усередненому профілі світності для об'єкта Хога.

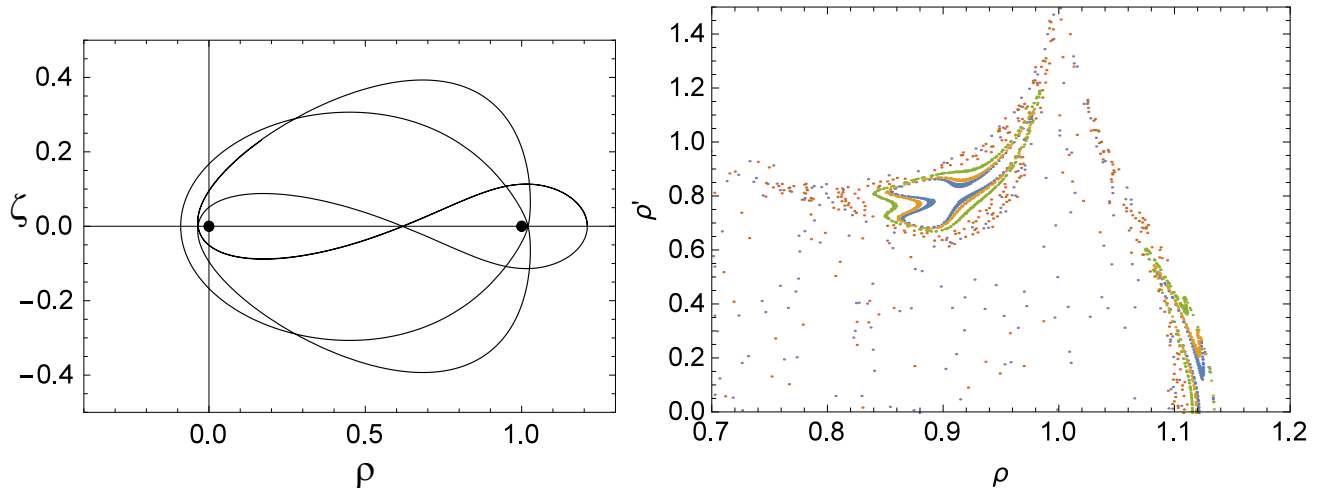


Рис. 11. *Зліва*: приклад замкнутої траєкторії (fish-orbit) пробної частинки в меридіональній площині масивної окружності для $M_0 = M_{mc}$ і початкових умов: $\zeta_0 = 0$, $V_\rho(0) = 0$, $\rho_0 = 1.21$, $V_\zeta(0) = 0.392$. Центральна маса розташована в точці $(0,0)$ і координати масивної окружності $(\pm 1, 0)$. *Справа*: перетин Пуанкаре для початкових умов: $M_0 = M_{mc}$, $\zeta_0 = 0$, $V_\zeta(0) = 0.392$, $\rho_0 = 1.1 - i \cdot 0.012$, $i = 0, \dots, 5$, $E_{total} = -2.12$.

У цьому розділі також досліджено рух пробної частинки в меридіональній площині. Знайдено нові типи замкнутих орбіт, які можуть свідчити про існування додаткового першого інтеграла, а також досліджено виникнення хаосу з використанням відображення Пуанкаре (рис. 11).

В шостому розділі розв'язана задача про рівноважну форму самогравітуючого тора в полі центральної маси в межах задачі N тіл. В якості початкових умов використовувався тор Кеплера, який складається з частинок, що рухаються по незбуреним кеплерівським орбітам (рис. 12). Запропонований в дисертації тор Кеплера є узагальненням кеплерівського диска та корисний для дослідження еволюції самогравітуючого тора. Задача N тіл зводиться до чисельного інтегрування

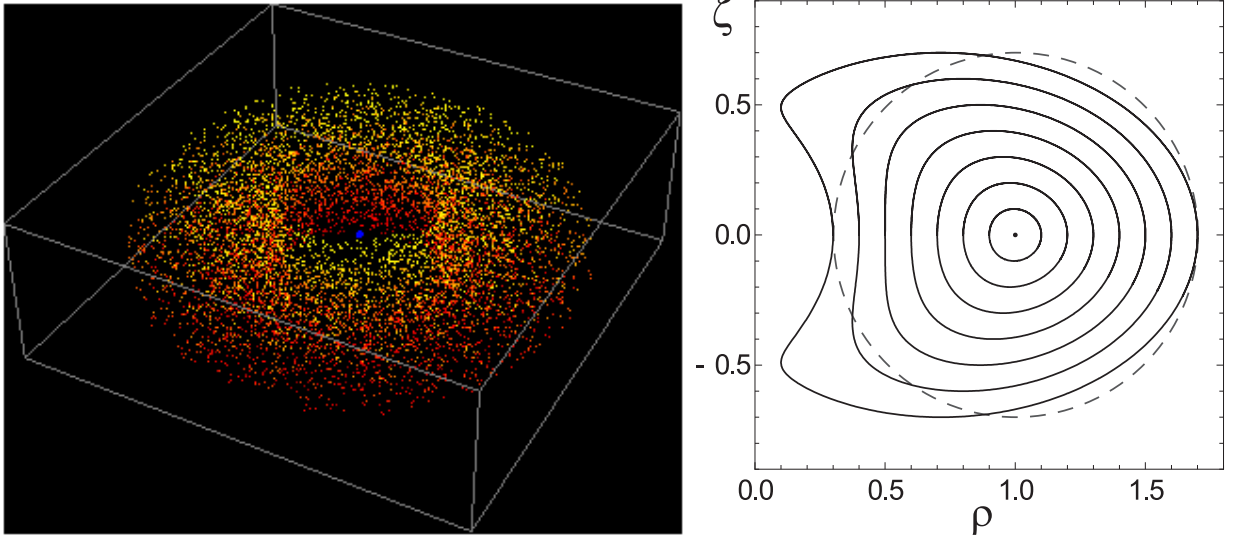


Рис. 12. *Зліва*: 3D розподіл частинок в торі Кеплера з $r_0 = 0.5$. *Справа*: траєкторії частинок з ексцентриситетами $e_k = 0.1k$ ($k = 1 \dots 7$) в супутній системі координат, що відповідає перетину тора Кеплера для різних r_0 .

рівнянь руху з урахуванням центральної маси:

$$\mathbf{a}_i = -\frac{GM_c}{R^2} \frac{\mathbf{r}_i}{r_i^3} + \frac{\mathbf{F}_i}{m_i} \quad (19)$$

де \mathbf{a}_i – прискорення i -ої частинки. Сумарна гравітаційна сила, що діє на i -ту частинку

$$\mathbf{F}_i = -\frac{Gm_i}{R^2} \sum_{j=1}^N m_j \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j}{(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2 + \varepsilon^2)^{3/2}}, \quad (20)$$

де ε – пом'якшувальний параметр (softening parameter), що дає можливість уникнути нескінченного зростання сили при зіткненні частинок. З іншого боку, введення цього параметра означає, що ми моделюємо не точкові частинки, а мега-частинки сферичної форми, з безрозмірним радіусом ε , в якому розподіл густини підкоряється закону Пламмера. Такі об'єкти в першому наближенні можуть описувати газові хмари, як раз те, що і необхідно нам для дослідження газопилових торів в АЯГ. Для чисельного розв'язку рівнянь (19) ми використовуємо алгоритм паралельних обчислень за допомогою технології *CUDA*, яка дає можливість значно прискорити чисельні обчислення за рахунок використання графічних процесорів (GPUs). Результати моделювання показують, що початково організований

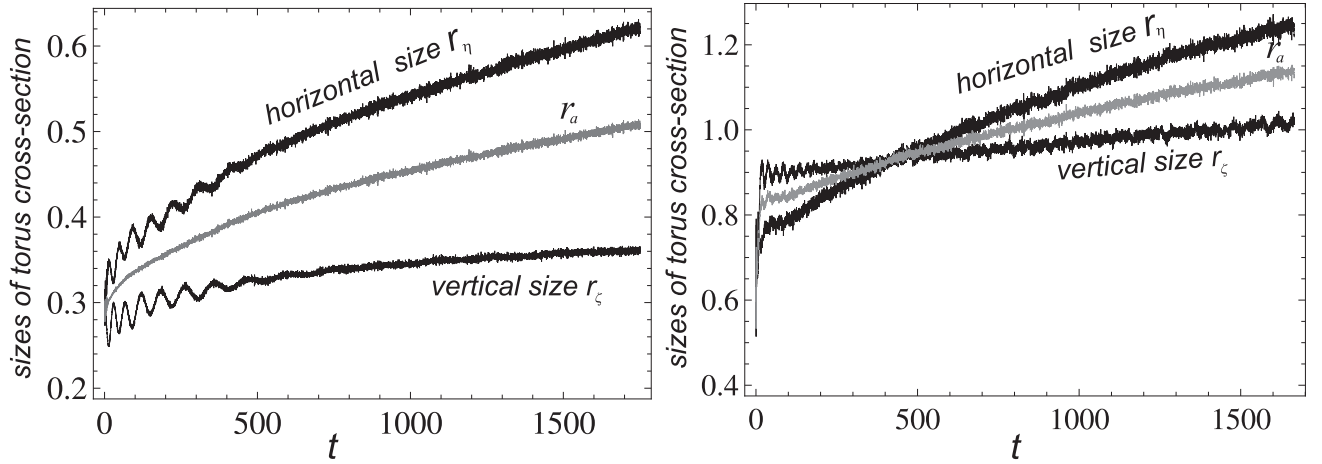


Рис. 13. Зміна розмірів перетину самогравітуючого тора з $N = 8192$ частинок від початкового стану (тор Кеплера) для параметрів: $M_{torus}/M_c = 0.02$, $r_0 = 0.3$ (зліва); $M_{torus}/M_c = 0.109$, $r_0 = 0.7$ (справа).

розподіл частинок в торі Кеплера (рис.12 *лівий*) за рахунок самогравітації приходить до тороїдального розподілу. (Результати у вигляді анімації представлені на веб-сторінці <http://astrodata.univer.kharkov.ua/agn/torus/>.) Щоб проаналізувати цей результат, ми проводимо дослідження поведінки основних характеристик системи. З рис. 13 видно, що розміри перетину змінюються істотно на початковому етапі, що пов'язано з істотною зміною форми перетину тора. Надалі амплітуда флуктуацій зменшується і зникає після $t = 300$. При цьому видно відмінність від випадку більш тонкого тора, тому що для товстого тора поперечний і поздовжній розміри перетину міняються місцями. Таку поведінку можна пояснити наступним чином. У разі товстого тора періоди коробчатих орбіт, які виникають у внутрішньому згладженому потенціалі (див. нижче), на початковій стадії відрізняються дуже сильно, що призводить до швидкої розсинхронізації орбіт в перетині тора. При цьому на еволюції перетину тора видно сильне "розгойдування", яке призводить до того, що форма перетину змінюється на протилежну в порівнянні з початковим станом. Перетин самогравітуючого тора повільно розповзається (вертикальний розмір зростає повільніше ніж горизонтальний). У рівноважному стані напрямки руху частинок в перетині тора рандомізовані. Зауважимо, що рівноважним станом ми визначаємо стан, при якому форма перетину суттєво не змінюється. Якщо центральна маса відповідає значенню типової надмасивної чорної діри в центрі активного ядра галактики, наприклад для Sy, $M_c = 10^7 M_\odot$, тоді один орбітальний період ($t = 1$) для тора з великим радіусом $R = 2$ пк відповідає приблизно часовому інтервалу 80 000 років.

Використовуючи загальні міркування зоряної динаміки, ми можемо оцінити поведінку системи для різного значення кількості частинок N і маси тора, що дає вираз:

$$(\Delta V)^2 \sim M_{torus}^2 \frac{\Delta t}{N}. \quad (21)$$

Хоча вираз (21) було отримано для однозв'язної системи, він також може бути застосований до тороїдального розподілу частинок, що підтверджується результатами моделювання. За результатами проведеного моделювання було виявлено, що в рівноважному стані перетин тора має форму овалу з гауссовим розподілом густини частинок. При цьому стабільність тора досягається за рахунок того факту, що хмари рухаються в ньому по нахиленим орбітам. На рис. 14 показано усереднений розподіл густини в перерізі рівноважного тора, що складається з $N = 8192$, для чотирьох різних початкових умов (через 1000 орбітальних періодів). Параметри (M_{torus} і r_0) були обрані таким чином, щоб в початковому стані всі чотири випадки відповідали, приблизно, торам з однаковими значеннями початкової об'ємної густини: $\kappa_{torus} = \text{const}$. Цю умову накладено для того,

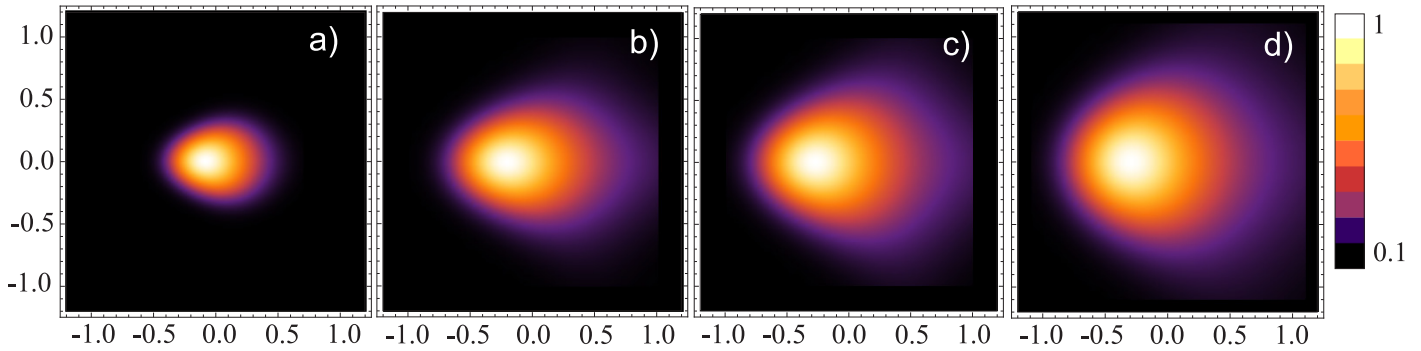


Рис. 14. Усереднений розподіл густини частинок в рівноважному перетині тора, що складається з $N = 8192$ для різних значень маси і геометричного параметра: а) $r_0 = 0.3$, $M_{torus} = 0.02M_c$, б) $r_0 = 0.5$, $M_{torus} = 0.056M_c$ в) $r_0 = 0.6$, $M_{torus} = 0.08M_c$, г) $r_0 = 0.7$, $M_{torus} = 0.109M_c$. Розподіл густини представлено в безрозмірних циліндричних координатах $(\eta; \zeta)$, центральна маса знаходиться в точці з координатами $(-1, 0)$.

щоб уникнути впливу різної об'ємної густини на форму перетину тора, яку можна дослідити окремо.

Таким чином, слід відзначити наступні висновки.

1. Гравітуючий тор з масою $\lesssim 0.1M_c$ стабільний на часових масштабах, порівнянних з часом існування астрофізичних об'єктів.
2. У загальному випадку рівноважний перетин тора має форму овалу, а напрями векторів швидкості частинок в перерізі рандомізовані.
3. Розподіл густини частинок в перетині тора підпорядковується гауссовому розподілу з максимумом, близьким до центра перетину тора.

У цьому розділі також була досліджена динаміка частинки у внутрішньому потенціалі кругового тора з однорідним розподілом густини. Для того, щоб знайти умову, при якій орбіта завжди буде всередині об'єму тора, скористаємося представленням потенціалу через суму потенціала циліндра і "потенціала кривизни" (14), який ми ввели в розділі 4. Для цього випадку ефективний потенціал системи: $\varphi_{\text{eff}} = \varphi_{\text{cyl}} + \varphi_{\text{curv}} + \varphi_c - I^2/2(\eta + 1)^2$, при $R = 1$. У цьому виразі присутні потенціал центральної маси і потенціал циліндра, в яких, як уже згадувалося вище, всі

фінітні орбіти замкнуті. Отже, умова:

$$\varphi_{curv} - \frac{I^2}{2(\eta + 1)^2} = 0 \quad (22)$$

дозволяє знайти момент частинки, для якої орбіти будуть існувати всередині об'єму тора та, можливо, знайти замкнуті орбіти. Це означає, що відхилення потенціалу тора від потенціалу циліндра можна компенсувати за рахунок відцентрових сил при орбітальному русі. Такий розгляд дозволив знайти два типи орбіт. Для коробчатих орбіт (box-orbits) знайдено аналітичне рішення і показано, що координати частинки еволюціонують подібно до двох зміщених гармонійних осциляторів з епіциклічною ω_A та вертикальною ω_B частотами, які залежать від відношення M_{torus}/M_c та малого радіуса тора. В цьому випадку орбіта незамкнута, а її траєкторія в супутній системі координат заповнює прямокутну область. Такі орбіти виявляють себе при еволюції тора за рахунок самогравітації у вигляді хвиль в зміні радіуса тора (рис. 13 *зліва*). Також існують квазізамкнені орбіти, типу гало-орбіт, які можуть розглядатися як аналоги гало-орбіт Фаркуара в задачі трьох тіл.

Сьомий розділ присвячено дослідженню фізичних властивостей газопилового тора в АЯГ в межах запропонованої моделі. В ньому досліджено вплив різних початкових умов на еволюцію самогравітуючого тора в межах задачі N тіл, таких як еліптичний і круговий тор Кеплера, а також випадковий розподіл за елементами орбіт та анізотропією у двох протилежних напрямках. Остання початкова умова відповідає більш реалістичному випадку: розподілу хмар при урахуванні вітру в АЯГ. Результати моделювання показали, що для стабільності товстого тора необхідно, щоб в початковому стані елементи орбіт хмар мали розкид не тільки за нахилами, а й за ексцентриситетами. Початковий випадковий розкид за всіма елементами орбіт при наявності анізотропії (уздовж осі симетрії) призводить в результаті самогравітації до формування більш товстої тороїдальної структури (рис. 15 *справа*). Подібні початкові умови можуть бути наслідком еволюційних процесів в активних галактиках. Початок стадії активності в АЯГ призводить до анізотропії в розподілі хмар за рахунок наявності вітру, формування якого може бути пов'язано з тиском випромінювання від акреційного диска. При цьому вітер являє собою конусоподібні області в двох протилежних напрямках (рис. 15 *справа*), в яких хмари набувають додаткового імпульсу проти сил гравітації, що може призводити до викиду хмар на великі відстані. За рахунок впливу випромінювання, ця область звільняється від пилу. При цьому хмари, що знаходяться поза вітрових конусів, слабо схильні до впливу вітру. Продовжуючи рухатися по нахиленим і ексцентричним орбітам, пилові хмари в цій області за рахунок гравітаційної взаємодії між собою формують в результаті тороїдальний розподіл, який і грає роль затінюючої структури в активних ядрах галактик.

У припущенні, що хмари нагріваються випромінюванням акреційного диска (в межах моделі Шакури-Сюняєва), отримана залежність температури хмар від

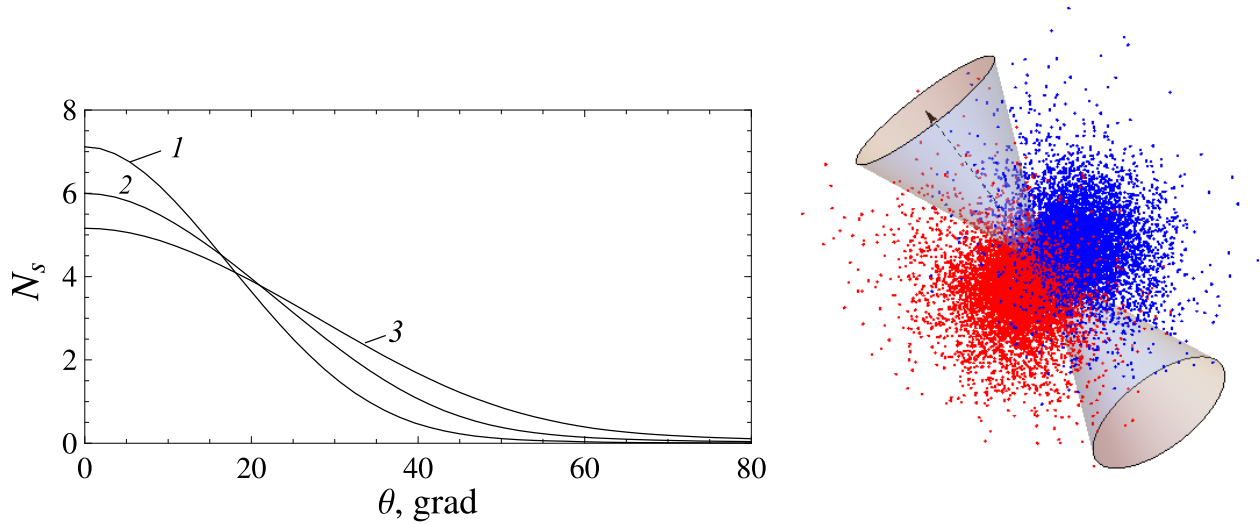


Рис. 15. *Зліва*: залежність числа хмар вздовж променю зору від кута θ , який відраховується від екваторіальної площини. Різні криві відповідають торах з різними рівноважними перетинами, отриманими з різних початкових умов, які відповідають рис. 14 (b,c,d), але з повним числом хмар в торі $N = 10^5$. *Справа*: розподіл хмар в торі, отриманий чисельним моделюванням. Кольором позначено напрямки орбітального руху; вітер схематично показаний конусами.

радіальної координати, в якій параметром є тільки темп акреції:

$$T_{cl} \approx 660 K \cdot \dot{M}^{1/4} \left(\frac{R_c}{1 \text{ пк}} \right)^{-1/2}, \quad (23)$$

де R_c – відстань від чорної діри до хмари. При темпі акреції $\dot{M} = 0.1 M_\odot / \text{рік}$, що відповідає активному ядру в галактиці NGC 1068, на внутрішній границі $R_{min} \simeq 0.2$ пк (для $M_c/M_{torus} = 0.08$) хмари мають максимальну температуру $T_{cl}^{max} \simeq 830$ K, а на зовнішній $R_{max} \simeq 3.8$ пк і $T_{cl}^{min} \simeq 190$ K. Таким чином, для відповідних значень темпу акреції і розміру тора, оцінки температури хмар відповідають діапазону температур, отриманих зі спостережень на VLT/MIDI [69]. Гауссовий розподіл хмар в рівноважному перетині самогравітуючого тора та відсутність чітких меж узгоджуються з даними, які отримані на основі аналізу спектрального розподілу енергії в ІЧ-діапазоні [70]. Розподіл хмар в рівноважному перетині тора задовольняє умовам затінення акреційного диска в АЯГ, що продемонстровано на рис. 15 *зліва*. Результати моделювання також дозволяють пояснити спостережний орбітальний рух в торі NGC 1068 (рис.15 *справа*), виявлений за допомогою ALMA [71] і некеплерівський рух в торі, який виникає за рахунок ефектів самогравітації. Таким чином, спостережні особливості тора в АЯГ і, зокрема, в NGC 1068 можуть бути пояснені в межах запропонованої динамічної моделі затінюючого тора.

У **восьмому розділі** досліджені ефекти гравітаційного лінзування для системи центральна маса і тор (в наближенні тонкого диска з центральним отвором).

Рівняння лінзи такої системи має вигляд:

$$\mathbf{y} = \mathbf{x} \times \begin{cases} \left(1 - \frac{1}{x^2}\right), & x \geq r_2 & (a) \\ \left(1 - \frac{m_0}{x^2} - \kappa \frac{x^2 - r_1^2}{x^2}\right), & r_1 \leq x \leq r_2 & (b) \\ \left(1 - \frac{m_0}{x^2}\right), & x \leq r_1 & (c) \end{cases} \quad (24)$$

де $\mathbf{y} = (D_d/D_s)(\boldsymbol{\eta}/\xi_0)$ і $\mathbf{x} = \boldsymbol{\xi}/\xi_0$ – безрозмірні вектори, що визначають координати джерела і зображення, $m_0 = M_0/M$ – центральна маса, нормована на повну масу системи, $\kappa = m_{disk}/(r_2^2 - r_1^2) = \text{const}$ – поверхнева густина в диску, $r_{1,2} = R_{1,2}/\xi_0$ – внутрішній і зовнішній радіуси диска, нормовані на радіус кільця Ейнштейна ξ_0 (рис. 16). З (24) видно, що в даній системі можливе формуван-

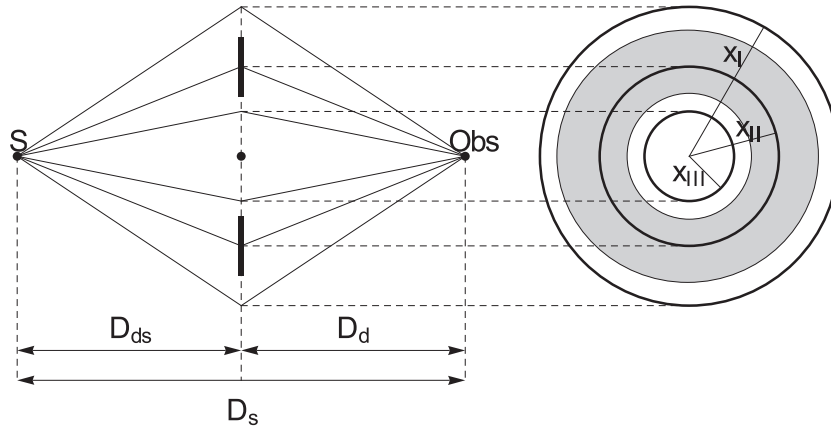


Рис. 16. Схема формування кілець Ейнштейна. D_s і D_d – відстані від спостерігача до джерела і лінзи, відповідно, а D_{ds} – відстань від лінзи до джерела.

ня трьох кілець Ейнштейна. Чисельне моделювання методом ray-tracing показує можливу різноманітність випадків в залежності від значення поверхневої густини в диску (рис. 17). В першу чергу, це формування трьох кілець Ейнштейна (рис. 17 а) з радіусами (x_I , x_{II} , x_{III}), які позначені на схемі рис. 16. Припускаючи для більшості астрофізичних об'єктів $m_0 \geq m_{disc}$, отримано обмеження на радіуси диска, при якому існують три кільця: $r_1 \geq 0.7$ і $r_2 < 1$ при відносно високій поверхневій густині $\kappa > \kappa_{cr}$, де $\kappa_{cr} = m_0/r_1^2$. Більш поширений варіант – це два кільця Ейнштейна (рис. 17 б), які виникають в широкому діапазоні параметрів лінзової системи. При цьому поверхнева яскравість одного з кілець залежить від густини в диску та може спадати як до внутрішнього краю диска, так і до зовнішнього, що детально розглянуто в дисертації. Формально, отримуючи розподіл яскравості в одному з кілець, можна відновити розподіл густини в диску.

Існує необхідна та достатня умова формування другого кільця Ейнштейна, яке залежить від поверхневої густини в диску. На рис. 18 *справа* показані зміни радіуса та ширини другого кільця, як функція від поверхневої густини для фіксованих значень зовнішнього радіуса диска $r_2 < 1$ і $r_2 > 1$, та область параметрів,

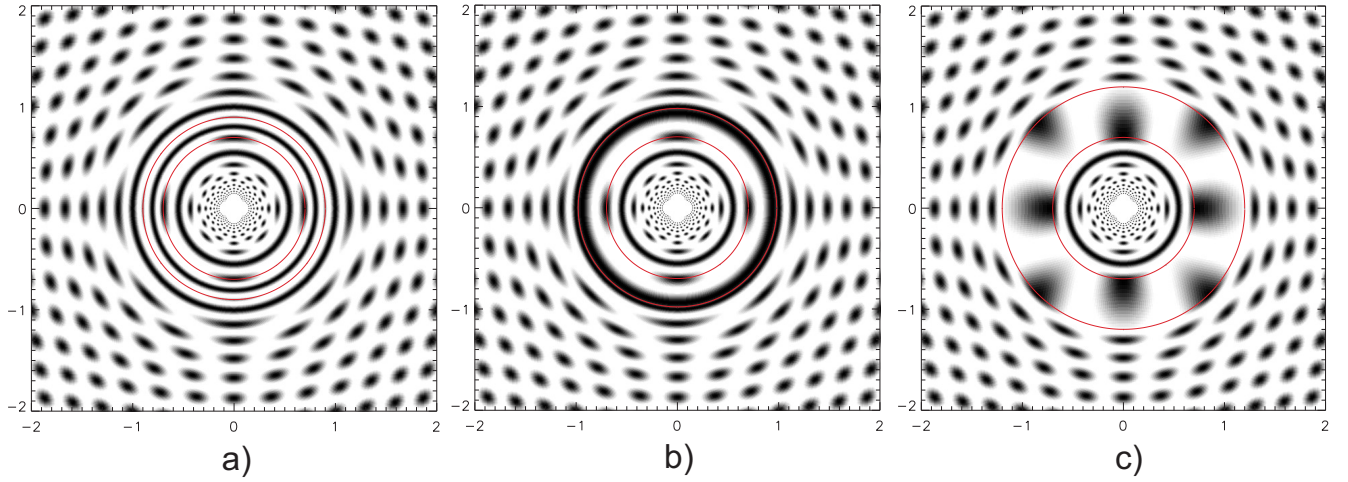


Рис. 17. Зображення сітки 15x15 гауссових джерел ($r_s = 0.1$) за рахунок гравітаційного лінзування на центральній точковій масі з $m_0 = 0.3$ і однорідному диску з $r_1 = 0.7$ для: а) $r_2 = 0.9$, б) $r_2 = 0.98$, в) $r_2 = 1.2$. Границі диска показані червоними лініями.

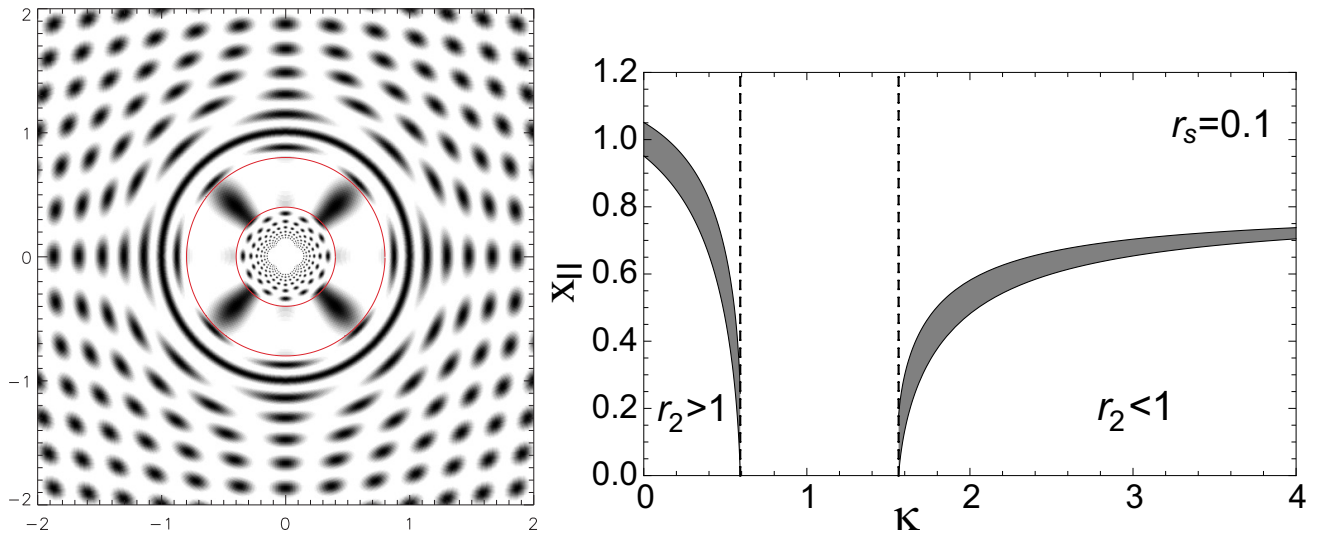


Рис. 18. *Зліва*: зображення сітки гауссових джерел ($r_s = 0.1$) при $m_0 = 0.3$, $r_2 = 0.8$ та $r_1 = 0.4$. *Справа*: залежність $x_{II}^{Out,In}(\kappa)$ для двох випадків: $r_2 = 0.8$ і $r_2 = 1.3$. Сірі області показують зміну ширини другого кільця Ейнштейна. Область "відчуження" другого кільця відзначена пунктирними лініями і відповідає умовам на параметри $\kappa > \kappa_{cr}$ (для $r_2 < 1$) і $\kappa < \kappa_{cr}$ ($r_2 > 1$).

в якій другого кільця не існує ("область відчуження"). Фізичний сенс цих умов полягає в "конкуренції" областей гравітаційного впливу центральної маси та диска. Зникнення другого кільця Ейнштейна при певних параметрах призводить до зникнення одного з решти, в результаті чого ефекти гравітаційного лінзування призводять до формування тільки одного кільця Ейнштейна (рис. 17 та рис. 18 *зліва*), яке може не відрізнятися від головного кільця або, навпаки, мати значну ширину, повністю заповнюючи диск, що детально розглянуто в дисертації. Фактично, кільцевий розподіл речовини в лінзі може "маскуватися" під точкову масу.

Якщо кільце-лінза не виявляється в оптичному або іншому діапазоні (темна речовина), то можна зробити неправильні висновки про значення та розподіл маси в лінзі і відстань до неї. Навпаки, спостереження широкого яскравого кільця Ейнштейна може бути критерієм для виявлення об'єктів з кільцевою структурою. Слід відзначити, що зображення джерела може збільшуватися при проходженні по диску (в проекції на площину лінзи). Це призводить до значного посилення на кривій блиску, що також може бути критерієм для виявлення подібних лінз. В даній системі, крім тангенціальних критичних кривих, які призводять до витягнутих у вигляді дуг зображень, також існують радіальні критичні криві, що відповідає витягнутим уздовж радіуса зображенням (рис. 18 *зліва*). Це може бути додатковим критерієм, який дозволить виділити систему, яка містить кільцеву структуру. Також зауважимо, що отриманий розв'язок для лінзової системи "однорідний диск з отвором + центральна маса" є узагальненням відомих випадків більш простих лінзових систем, що також досліджено в дисертації.

ВИСНОВКИ

У дисертації вирішено проблему, яка пов'язана з гравітаційними властивостями, стабільністю, динамікою тороїдальних структур стосовно таких астрофізичних об'єктів, як активні ядра галактик і кільцеві галактики. Головними оригінальними результатами роботи є наступні:

1. Вперше показано, що в 2D задача про пару вихорів в радіальному потоці допускає точне рішення: у збіжному потоці вихори в парі зближуються, але при цьому швидкість руху пари зростає. Розглянуто динаміку дипольного тороїдального вихору в радіальному потоці в наближенні чотирьох плоских вихорів. Вперше показано, що в цьому випадку компоненти пар викидаються збіжним потоком, а швидкість викиду експоненціально збільшується. Показано, що основний результат, пов'язаний з прискоренням викидів, зберігається для більш складної течії (джерело та диполь, квадруполь), оскільки основний вплив має монопольна компонента, але присутні відмінності, які призводять до асиметрії викидів.

2. Вперше показано, що існують як аналогії, так і якісні відмінності динаміки дипольного тороїдального вихорів в 3D від поведінки систем вихорів у 2D випадку. У збіжному (акреційному) потоці кільцеві вихори, так само як і їх плоскі аналоги, прискорюються. У разі дипольного тороїдального вихору це призводить до викиду прискорених компонент, але при достатній потужності потоку відбувається захоплення кільцевих вихорів потоком. Показано, що закрутка (орбітальний рух) може призводити до зміни напрямку руху кільцевого вихору, а також впливає на умови колапсу. Показано, що інтеграл спіральності для тороїдального вихору з закруткою та максимумом швидкості на твірній вихору відрізняється від формули Моффата на чисельний коефіцієнт.

3. Отримано новий інтегральний вираз для потенціалу однорідного кругового тора, справедливий в довільній точці простору, шляхом складання тора з нескінченно тонких кілець. Вперше показано, що зовнішній потенціал тора з високою

точністю представляється потенціалом нескінченно тонкого кільця тієї ж маси аж до поверхні тора. Отримані наближені вирази для потенціалу тора в його зовнішній та внутрішній областях. Показано, що внутрішній потенціал тора може бути представлений потенціалом циліндра та складовою, що містить гаусову кривизну поверхні тора ("потенціал кривизни").

4. Вперше показано, що в гравітаційному полі центральної маси і кільця замкнуті кругові орбіти існують тільки до певного радіуса, який відповідає останній стійкій орбіті, що була названа як "the outermost stable circular orbit" (OSCO), за аналогією з ISCO в релятивістському випадку. Також існує область нестійкої рівноваги – "окружність Лагранжа". Виявлено існування області некругових орбіт між окружністю Лагранжа та OSCO, що може пояснювати спостережувану щільність в розподілі зоряної густини в кільцевих галактиках. Показано, що в такій системі в меридіональній площині існують замкнуті орбіти нових типів.

5. Виявлена істотна роль центральної маси в стабільності систем, що містять гравітуючий тор. Дослідження можливих траєкторій у внутрішньому потенціалі тора при наявності центральної маси показало, що існують принаймні два типи орбіт в супутній системі: гало і коробчаті орбіти. Показано можливе існування квазізамкнених гало-орбіт. Вперше показано, що в межах задачі про незбурений рух можливо сформулювати "тор Кеплера", який є узагальненням кеплерівського диска.

6. Побудована динамічна модель затінюючого тора в активних ядрах галактик в межах задачі N тіл при врахуванні гравітаційної взаємодії між хмарами. Вперше показано, що самогравітуючий товстий тор в полі центральної маси залишається стабільним, а рівноважний перетин має форму овалу з гаусовим розподілом густини, що узгоджується з даними спостережень. Таким чином спостережувану геометричну товщину затінюючого тора в активних ядрах галактик (АЯГ) можна пояснити за рахунок руху хмар по нахиленим орбітам з розкидом за ексцентриситетами, що, в свою чергу, є результатом гравітаційної взаємодії центральної маси та хмар в торі.

7. В межах задачі N тіл показано, що геометрична товщина тора більше, якщо в початковому стані присутній розкид орбіт частинок не тільки за нахилами, а й за ексцентриситетами. Показано, що рівноважний розподіл хмар в торі, досягнутий за рахунок самогравітації, задовольняє умовам затінення акреційного диска в АЯГ. Показано, що спостережувану динаміку в ядрі сейфертівської галактики NGC 1068 можна пояснити особливостями руху хмар за рахунок ефектів самогравітації. Отримано оціночні вирази для температури хмар внаслідок нагріву їх випромінюванням акреційного диску, які узгоджуються з даними спостережень.

8. Вперше досліджені ефекти гравітаційного лінзування на системі центральна маса і тор (в наближенні тонкого диска з отвором). Показано, що у даній системі можливе формування трьох кілець Ейнштейна. Два кільця Ейнштейна виникають в широкій області параметрів, при цьому яскравість кілець може істотно відрізнятися. Також може формуватися одне кільце Ейнштейна, яке може бути ідентично

випадку лінзування на точковій лінзі або, навпаки, мати істотну ширину та високу яскравість.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці у зарубіжних наукових фахових виданнях

1. **Bannikova E.Yu.** The structure and stability of orbits in Hoag-like ring systems // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2018. Vol. 476. P. 3269–3277. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

2. **Bannikova E.Yu.**, and Kotvytskiy A.T. Three Einstein rings: explicit solution and numerical simulation // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2014. Vol. 445. P. 4435–4442. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.) *У роботах, де дисертант є першим автором, автор брав активну участь у постановці задачі, частині аналітичних обчислень, чисельних моделювань, аналізу результатів, написанні та підготовці статей до публікації, відповіді рецензентам.*

3. **Bannikova E.Yu.**, Vakulik V.G., Sergeev A.V. N-body simulation of a clumpy torus: application to active galactic nuclei // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2012. Vol. 424. P. 820–829. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

4. **Bannikova E.Yu.**, Vakulik V.G., Shulga V.M. Gravitational potential of a homogeneous circular torus: new approach // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2011. Vol. 411. P. 557–564. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

5. **Bannikova E.Yu.** and Sergeyev A.V. Dynamics and formation of obscuring tori in AGNs // Frontiers in Astronomy and Space Sciences. 2017. Vol. 4, id.60. P. 1–6. (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Web of Science.)

6. **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M., and Poslavsky S.A. Helicity of a toroidal vortex with swirl // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2016. Vol. 122. P. 769–775. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

7. **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M. Acceleration and ejection of interacting ring vortices by radial flow // Physics Letters A. 2009. Vol. 373. P. 1856–1860. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

8. **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M., and Poslavsky S.A. Influence of Orbital Motion on the Collapse of Ring Vortices in an Accretion Flow // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2014. Vol. 119, №3. P. 584–589. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

9. Shkuratov Y.G., Konovalenko A.A., Zakharenko V.V., Stanislavsky A.A., **Bannikova E.Yu.**, Kaydash V.G., Stankevich D.G., Korokhin V.V., Vavriv D.M., Galushko V.G., Yerin S.N., Bubnov I.N., Tokarsky P.L., Ulyanov O.M., Stepkin S.V., Lytvynenko L.N., Yatskiv Y.S., Videen G., Zarka P., Rucker H.O. A twofold mission to the moon: Objectives and payloads // Acta Astronautica. 2019. Vol. 154. P. 214–226. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

Шкуратов Ю.Г., Коноваленко А.А., Захаренко В.В., Станиславский А.А., **Банникова Е.Ю.**, Кайдаш В.Г., Станкевич Д.Г., Корохин В.В., Ваврив Д.М., Галушко В.Г., Ерин С., Бубнов И., Токарский П., Ульянов О., Степкин С., Литвиненко Л.Н., Яцкив Я.С., Вайдин Г., Зарка Р., Рюккер Х. Украинская миссия на луну: цели и полезная нагрузка // Космическая наука и технология. 2018. Т. 24(1). С. 3–30. (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Web of Science.) *Автором були проведені чисельні експерименти по вибору орбіти супутника та розрахунки змін елементів обраної орбіти, підготовлені відповідні частини статей.*

10. **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M., and Poslavsky S.A. Collapse and backward motion of axisymmetric toroidal vortices in an accretion flow // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2013. Vol. 117, №2. P. 378–384. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

11. Spiniello C., Agnello A. Napolitano N.R., Sergeyev A.V., Getman F.I., Tortora C., Spavone M., Bilicki M., Buddelmeijer H., Koopmans L.V.E., Kuijken K., Vernardos G., **Bannikova E.**, Capaccioli M. KiDS-SQuaD: The KiDS Strongly lensed Quasar Detection project // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2018. Vol. 480. P. 1163–1173. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.) *Автор брав участь у обговоренні постановки задачі, аналізу проміжних і фінальних результатів.*

12. Sergeyev A., Spiniello C., Khramtsov V., Napolitano N. R., **Bannikova E.**, Tortora C., Getman F. I., and Agnello A. KiDS0239-3211: A New Gravitational Quadruple Lens Candidate // Research Notes of the AAS. 2018. Vol. 2, №4. article id.189. P. 1–4. *Автор брав участь у обговоренні постановки задачі, аналізу проміжних і фінальних результатів.*

13. **Bannikova E.Yu.**, Karnaushenko A.V., Kontorovich V.M., Shulga V.M. A new exact solution of Kompaneets equation for a shock front // Astronomy Reports. 2012. Vol. 56, №7. P. 496–503. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

14. Poslavsky S.A., **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M. Acceleration and ejection of ring vortices as a mechanism for formation of jet components in AGN // Astrophysics. 2010. Vol. 53. P. 174–188. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.) *Автор брав участь в постановці задачі, виконав частину аналітичних і числових розрахунків, обговорював результати роботи та запропонував астрофізичну інтерпретацію, підготував текст статті.*

15. Mikhailova M.S., **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M. Determining the Inclination of the Kiloparsec-Scale Jet of the Quasar 3C 273 Based on Competition of Mechanisms for the Knot X-ray Emission // Astronomy Reports. 2010. Vol. 54, №6. P. 531–538. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.) *Автор брав участь в формулюванні задачі, аналітичних розрахунках, в обговоренні проміжних і фінальних результатів, в написанні тексту статті.*

16. **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M., Reznik G.M. Dynamics of a vortex pair in radial flow // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2007. Vol. 105, №3. P. 542–548. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

17. **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M. A dipolar vortex model for the obscuring tori in active galactic nuclei // Astronomy Reports. 2007. Vol. 51, №4. P. 264–273. (Видання входить до міжнародних наукометричних баз Scopus і Web of Science.)

18. Михайлова М.С., **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М. Излом в энергетическом спектре релятивистских электронов в джете квазара 3C 273, определяемый по интенсивности излучения джета в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах // Вопросы атомной науки и техники. 2008, № 4. С. 128–132. (Видання входить до міжнародної наукометричної бази Web of Science.) *Автор брав участь в формулюванні задачі, аналітичних розрахунках, в обговоренні проміжних і фінальних результатів, в написанні тексту статті.*

Наукові праці у наукових фахових виданнях України

19. **Банникова Е.Ю.** Распределение облаков в затеняющем торе активных ядер галактик // Радиофизика и радиоастрономия. 2015. Т.20, №3. С. 191 – 204.

20. Ткачов В.Н., Захаренко В.В., Васильева Я.Ю., Царин Ю.А., **Банникова Е.Ю.**, Илюшин В.В., Саваневич В.Е., Герасименко О.В., Анненков А.Б., Кулишенко С.Ф., Кулишенко Д.Ф. Использование грид-технологий в решении задач радиофизики и радиоастрономии // Радиофизика и радиоастрономия. 2013. Т. 18. С. 176–188. *Автор брав участь в обговоренні ідеї статті, провів числове моделювання в рамках задачі N-тіл для самогравітуючого тора, написав відповідний розділ статті.*

21. **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М. Тороидальный вихрь как структурный элемент активных ядер галактик // Радиофизика и радиоастрономия. 2006. Т. 11, №1. С. 42–48.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ, ЯКІ ЗАСВІДЧУЮТЬ АПРОБАЦІЮ МАТЕРІАЛІВ ДИСЕРТАЦІЇ

Праці конференцій

22. **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M. Dipole-vortex structure of the obscuring tori in active galactic nuclei // Black Holes from Stars to Galaxies - Across the Range of Masses, editors V.Karas and G.Matt: Proceedings of the International Astronomical Union, 21–25 August 2006, Prague, №238, 2006. P. 323–324.

23. Mikhailova M., **Bannikova E.Yu.** Distribution of X-ray emission from jet knots of 3C273, 14th Young Scientist's Conference on Astronomy and Space Physics: Proceedings of Contributed Papers, 23–27 April 2007, Kyiv, 2007. P. 64–67. *Автор*

брав участь в формулюванні задачі, аналітичних розрахунках, в обговоренні проміжних і фінальних результатів, в написанні тексту статті.

24. Karnaushenko A., **Bannikova E.Yu.**, Kontorovich V.M. Frequency dependence of radio images of jet knots and supernova remnants // 14th Young Scientist's Conference on Astronomy and Space Physics, Proceedings of Contributed Papers, 23–27 April 2007, Kyiv, 2007. P. 36–39. *Автор брав участь в формулюванні задачі, в чисельних розрахунках, в обговоренні проміжних і фінальних результатів, в написанні тексту статті.*

25. **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М., Пославский С.А. Ускорение и выброс тороидального вихря как механизм образования компонент джетов активных ядер галактик // Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность: Сборник трудов международной конф. под ред. Н.С. Ерохина, 23–25 ноября 2009, Москва: Ленанд, 2009. С. 304–309.

26. **Bannikova E.Yu.**, Karnaushenko A.V., Kontorovich V.M., Shulga V.M. Interaction of the Supernova Remnant with Molecular Cloud // Proceedings of the 16th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics, 27 April–2 May 2009, Kyiv, 2009. P. 20–23.

27. **Банникова Е.Ю.**, Карнаушенко А.В., Конторович В.М., Шульга В.М. Взаимодействие ударного фронта с молекулярным облаком // Astronomy and Beyond: Proceedings of the 10th G. Gamow International Summer School, 23–28 August 2010, Odessa, 2010. P. 132–134.

28. **Банникова Е.Ю.**, Вакулик В.Г., Шульга В.М. Внешний и внутренний гравитационный потенциал однородного кругового тора // Astronomy and Beyond: Proceedings of the 10th G. Gamow International Summer School, 23–28 August 2010, Odessa, 2010. P. 79–82.

29. Пославский С.А., **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М. Движение вихревой пары в стационарном центральном потоке со знакопеременной радиальной скоростью // Тараповские чтения: Сборник материалов международной научной конференции, 21–25 апреля 2008 г., Харьков, 2008. С. 126–127. *Автор брав участь в постановці задачі, виконав частину аналітичних і чисельних розрахунків, та підготував текст статті.*

30. **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М., Пославский С.А. Спиральность кольцевого вихря, закрученного вокруг своей оси // Современные проблемы естественных наук: Сборник тезисов докладов международной конф. "Тараповские чтения-2016", 17–22 апреля 2011 г., Харьков, 2016. С. 79–80.

31. **Банникова Е.Ю.**, Конторович В. М., Пославский С. А. Динамика точечных и кольцевых вихрей в потоках с особенностями // Методы дискретных особенностей в задачах математической физики: Труды XVIII Международного симпозиума, 26–28 июня 2017 г., Харьков, 2017. С. 36–39.

Тези та презентації доповідей на конференціях

32. **Bannikova E.Yu.**, Sergeyev A.V., Akerman N. Hidden properties of AGNs and ring galaxies // Second Italy-Ukraine Meeting in Astronomy "Multiwavelength

Astrophysics from Radio to Gamma Rays”, Kharkiv, Ukraine, 23–25 September, 2018, the presentation of the talk is posted on webpage of the meeting:

<http://www.astron.kharkov.ua/conference/ItUk2018/index.php>

33. **Bannikova E.Yu.** Astrophysical Research // Italy-Ukraine Meeting in Astronomy, Rome, Italy, 22 March, 2018, the presentation of the talk is posted on webpage of the meeting: <https://indico.ict.inaf.it/event/675/>

34. **Bannikova E.Yu.** Dynamics and formation of obscuring tori in AGNs // Quasars at all epochs: Book of abstracts of International Conference, 2–7 April, 2017, Padova, 2017. P. 60.

35. **Bannikova E.Yu.** Self-gravitating tori in astrophysical objects // Seminar of INAF-Astronomical Observatory of Padova, 30 March 2017

URL: <http://www.oapd.inaf.it/index.php/it/component/eventlist/details/427-seminario-dr-ssa-elena-bannikova.html>

36. **Bannikova E.Yu.**, V.M. Kontorovich, Poslavskii S.A. Influence of a vortex motion on global rotation of Hoag’s object // Фізичні явища в твердих тілах: Матеріали XIII Міжнародної конференції, 5–8 грудня 2017, Харків, ХНУ, 2017. С. 98.

37. **Bannikova E.Yu.** Lagrangian ring and region of unstable orbits in ring galaxies // Astronomy and beyond: Book of Abstract of International Gamow conference, 13–20 August 2017, Odessa, 2017. P. 9.

38. **Bannikova E.Yu.** and Kotvytsky A.T. Gravitational lensing effects on a homogeneous ring with a central mass // Astronomy and beyond: Book of Abstract of International Gamow conference, 13–20 August 2017, Odessa, 2017. P. 9.

39. **Банникова Е.Ю.** Формирование газопылевого тора в активных ядрах галактик // Актуальные проблемы внегалактической астрономии: Тезисы докладов XXXIII международной конференции, 19–22 апреля 2016, Пущино, 2016. С. 7.

40. **Bannikova E.Yu.** Evolution of obscuring tori in active galactic nuclei // All wave astronomy. Shklovsky-100: Book of abstract of International conference, 20–22 June 2016, Institute of Space Research, Moscow, 2016. P. 11.

41. **Bannikova E.Yu.** Lagrangian ring // Multi-spin Galaxies: Book of abstract of International conference, 26–30 September 2016, Special Astrophysical Observatory of RAS, Nizhnij Arkhyz, 2016. P. 26.

URL: <https://www.sao.ru/hq/multispin16/program.html>

42. **Bannikova E.Yu.** Clouds distribution in obscuring tori of active galactic nuclei // Astrophysics and cosmology after Gamov: Program and abstracts of 5-th G.Gamov Memorial International Conference dedicated to 111-th anniversary of George Gamov, 16–23 August, 2015, Odessa, 2015. С. 30.

43. **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М., Пославский С.А. О возможности возвратных движений в активных ядрах галактик // Актуальные проблемы внегалактической астрономии: Программа и тезисы докладов конференции, 22–25 апреля 2014 г., Пущино, 2014. С. 5.

44. **Банникова Е.Ю.**, Котвицкий А.Т. Три кольца Эйнштейна: точное решение и численное моделирование // Актуальные проблемы внегалактической

астрономии: Программа и тезисы докладов конференции, 22–25 апреля 2014 г., Пущино, 2014. С. 8.

45. **Bannikova E.Yu.** N-body simulation of a dusty torus in AGN // The European Week of Astronomy and Space Science: Book of abstracts of the International conference, 30 June–4 July 2014, Geneva, 2014. Abstract 00058.

46. **Bannikova E.Yu.** and Kotvitskiy A.T. Three Einstein rings: explicit solution and numerical simulation // The European Week of Astronomy and Space Science: Book of abstracts of the International conference, 30 June–4 July 2014, Geneva, 2014. Abstract 00059.

47. **Банникова Е.Ю.**, Котвицкий А.Т. Три кольца Эйнштейна: точное решение и численное моделирование // Астрофизика высоких энергий: Сборник тезисов международной конференции, 22–25 декабря, 2014, Москва, 2014. С. 34.

48. **Bannikova E.Yu.** N-body simulation of a self-gravitating torus: application to active galactic nuclei // Dynamics and kinetic theory of self-gravitating systems: Abstract Book of International Workshop, 4–8 November 2013, Henri Poincare Institute, Paris, 2013. P. 8.

49. **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М., Пославский С.А. Динамика кольцевого вихря в осесимметричном потоке с распределенными особенностями на оси симметрии // Современные проблемы математики и её приложения в естественных науках и информационных технологиях: Сборник тезисов международной конф., 1–31 мая 2012, Харьков, 2012. С. 26.

50. **Bannikova E.Yu.**, Vakulik V.G., Sergeev A.V., Shulga V.M. Dynamics of clouds in dusty tori of Active Galactic Nuclei // Astronomy and Space Physics: Book of abstract of International Conference, 22–25 May 2012, Kyiv, 2012. P. 5.

51. **Банникова Е.Ю.**, Вакулик В.Г., Шульга В.М. Равновесное сечение самогравитирующего тора: применение к активным ядрам галактик // Astronomy and beyond: Book of Abstract of 12th International Gamow conference, 20–26 August 2012, Odessa 2012. С. 27.

52. **Банникова Е.Ю.**, Вакулик В.Г., Сергеев А.В., Шульга В.М. Динамика облаков в газопылевых торах активных ядер // Актуальные проблемы внегалактической астрономии: Тезисы докладов XXIX конференции, 17–19 апреля 2012, Пущино, 2012. С. 7.

53. **Банникова Е.Ю.**, Вакулик В.Г. Газопылевые торы в активных ядрах галактик: новые результаты // Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра: Тезисы докладов Всероссийской астрономической конференции, 24–27 декабря 2012, Институт космических исследований РАН, Москва, 2012. С. 28.

54. **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М., Пославский С.А. Движение кольцевых вихрей в центральном радиальном потоке // Современные проблемы математики и её приложения в естественных науках и информационных технологиях: Сборник тезисов междунар. конф. 17–22 апреля 2011, Харьков: Апостроф, 2011. С. 18.

55. **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М., Пославский С.А. Ускорение и захват

тороидальных вихрей аккреционным потоком // Совет РАН по нелинейной динамике: Программа XIX научной сессии, Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, 20–21 декабря 2010, Москва, 2010. С. 2.

56. **Банникова Е.Ю.**, Карнаушенко А.В., Конторович В.М., Шульга В.М. Форма ударного фронта остатка сверхновой при взаимодействии с молекулярным облаком // От эпохи Галилея до наших дней: Тезисы докладов Всероссийской астрономической конференции, 12–19 сентября 2010, Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, 2010. С. 88.

57. **Банникова Е.Ю.**, Вакулик В.Г., Шульга В.М. Гравитационный потенциал однородного кругового тора // От эпохи Галилея до наших дней: Тезисы докладов Всероссийской астрономической конференции, 12–19 сентября 2010, Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, 2010. С. 122.

58. Пославский С.А., **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М. Асимметрия ускорения выбросов вихрей в аккреционном потоке с дипольной составляющей // Совет РАН по нелинейной динамике: Программа XIX научной сессии, 21–22 декабря 2009, Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, Москва, 2009. С. 4.

59. **Банникова Е.Ю.**, Карнаушенко А.В., Конторович В.М., Шульга В.М. Взаимодействие остатка сверхновой с молекулярным облаком // Актуальные проблемы внегалактической астрономии: Программа конференции, 21–23 апреля 2009, Пущино, С. 5.

60. **Банникова Е.Ю.**, Карнаушенко А.В., Конторович В.М., Шульга В.М. Точное решение уравнение Компанейца для ударного фронта применительно к взаимодействию остатка сверхновой с молекулярным облаком // Программа Научной сессии Совета по нелинейной динамике РАН, 22–23 февраля 2008, Москва, Институт океанологии РАН, С. 2.

61. Михайлова М.С., **Банникова Е.Ю.**, Конторович В.М. Физическая интерпретация и геометрические следствия рентгеновского излучения в узлах джета 3C 273 // Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра: Тезисы докладов конференции, 24–26 декабря 2007, Институт космических исследований РАН, Москва, 2007. С. 24.

62. **Bannikova E.Yu.** and Kontorovich V.M. Vortex ring acceleration and ejection by the convergent radial stream as a model of AGN jet components formation // Book of Abstract of International Lyapunov Memorial Conference, 24–30 June 2007, Kharkiv, 2007. P. 8–9.

63. **Bannikova E.Yu.** Vortex ring ejection as a model of AGN jet components formation // Abstract Book of XXXVII Young European Radio Astronomers Conference, 4–7 September 2007, Bordeaux, 2007. P. 13.

ПЕРЕЛІК ЦИТОВАНИХ ДЖЕРЕЛ

64. Ламб Г. Гидродинамика, Москва-Ленинград: Огиз. 1947. 929 с.

65. Мелешко В.В., Константинов М.Ю. Динамика вихревых структур, Киев: Наукова Думка. 1990. 282 с.

66. Moffatt H. K., Tsinober A. Helicity in laminar and turbulent flow // Annual review of fluid mechanics. 1992. Vol.24. P. 281–312.
67. Tsupko O. Y., Bisnovatyi-Kogan G. S., Jefremov P. I. Parameters of innermost stable circular orbits of spinning test particles: Numerical and analytical calculations // Gravitation and Cosmology. 2016. Vol.22. P. 138–147.
68. Finkelman I., Moiseev A., Brosch N., Katkov I. Hoag's Object: evidence for cold accretion on to an elliptical galaxy // MNRAS. 2011. Vol.418. P. 1834–1849.
69. Jaffe W., Meisenheimer K., Röttgering H.J.A., et al. The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068 // Nature. 2004. Vol. 429, Is. 6987. P. 47–49.
70. Nenkova M., Sirocky M. M., Nikutta R., Ivezić Z., Elitzur M. AGN Dusty Tori. II. Observational Implications of Clumpiness // The Astrophysical Journal. 2008. Vol.865. P. 160–180.
71. Imanishi M., Nakanishi K., Izumi T., Wada K. ALMA Reveals an Inhomogeneous Compact Rotating Dense Molecular Torus at the NGC 1068 Nucleus // The Astrophys. Journal Letters. 2018. Vol.853. P. L25–L32.

АНОТАЦІЯ

Баннікова О.Ю. Тороїдальні структури в астрофізичних об'єктах. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.03.02 – астрофізика, радіоастрономія. – Радіоастрономічний інститут Національної академії наук України, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, Міністерство освіти і науки України, Харків, 2020.

Дисертація присвячена дослідженню гравітаційних властивостей, стабільності, динаміки тороїдальних структур стосовно таких астрофізичних об'єктів, як активні ядра галактик і кільцеві галактики. На підставі отриманого нового виразу для гравітаційного потенціалу тора показано, що зовнішній потенціал тора представляється потенціалом нескінченно тонкого кільця тієї ж маси аж до поверхні тора, а відмінності існують поблизу його осі симетрії та залежать від геометричного параметра. Показано в межах задачі N тіл, що самогравітуючий товстий тор в полі центральної маси залишається стабільним, а рівноважний перетин має форму овалу з гаусовим розподілом густини. Виявлено існування області некругових орбіт між окружністю Лагранжа та останньою стійкою круговою орбітою, що здатне пояснити спостережувану щілину в розподілі зоряної густини в кільцевих галактиках. Виявлено нові аспекти ролі центральної маси в стабільності самогравітуючого тора та показано, що у потенціалі тора при наявності центральної маси існують як регулярні, так і замкнені орбіти нових типів. Показана можливість формування стійкого тора Кеплера, який є узагальненням кеплерівського диска. Побудовано динамічну модель затінюючого тора в активних ядрах галактик та показано, що спостережувану динаміку в ядрі сейфертівської галактики NGC 1068 можна пояснити особливостями руху хмар в торі за рахунок ефектів самогравітації. Показано, що в гравітаційно-лінзовій системі "центральна маса та

тор” формується одно, два або три кільця Ейнштейна в залежності від поверхневої густини в диску. Виявлена принципова різниця між динамікою кільцевих вихорів в радіальному потоці в 2D та 3D випадках. Показано, що спіральність для вихору з закруткою (орбітальним рухом) відрізняється від відомої формули Моффата для зачеплених вихорів. На підставі отриманого аналітичного рішення задачі динаміки кільцевих вихорів в радіальному потоці у 2D та 3D випадках показано, що вихори прискорюються акреційним потоком та викидаються в протилежних напрямках.

Ключові слова: активне ядро галактики, затінюючий тор, кільцеві галактики, гравітаційний потенціал, тороїдальний вихор, гравітаційне лінзування, задача N тіл.

АННОТАЦИЯ

Банникова Е.Ю. Тороидальные структуры в астрофизических объектах. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.03.02 – астрофизика и радиоастрономия. – Радиоастрономический институт Национальной академии наук Украины, Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Министерство образования и науки Украины, Харьков, 2020.

Диссертация посвящена исследованию гравитационных свойств, стабильности, динамики тороидальных структур применительно к таким астрофизическим объектам, как активные ядра галактик и кольцевые галактики. На основании полученного нового выражения для гравитационного потенциала тора показано, что внешний потенциал тора представляется потенциалом бесконечно тонкого кольца той же массы вплоть до поверхности тора, а различия существуют вблизи его оси симметрии и зависят от геометрического параметра. Показано в рамках задачи N тел, что толстый самогравитирующий тор в поле центральной массы остается стабильным, а равновесное сечение имеет форму овала с гауссовым распределением плотности. Обнаружено существование области некруговых орбит между окружностью Лагранжа и последней устойчивой круговой орбиты, что способно объяснить наблюдаемую щель в распределении звездной составляющей в кольцевых галактиках. Выведены новые аспекты роли центральной массы в стабильности самогравитирующего тора и показано, что в потенциале тора при наличии центральной массы существуют как регулярные, так и замкнутые орбиты новых типов. Показана возможность формирования устойчивого тора Кеплера, который является обобщением кеплеровского диска. Предложена динамическая модель затеняющего тора в активных ядрах галактик и показано, что наблюдаемую динамику в ядре сейфертовской галактики NGC 1068 можно объяснить особенностями движения облаков в торе за счет эффектов самогравитации. Показано, что в гравитационно-линзовой системе ”центральная масса и тор” формируется одно, два или три кольца Эйнштейна в зависимости от поверхностной плотности

в диске. Обнаружено принципиальное отличие между динамикой кольцевых вихрей в радиальном потоке в 2D и 3D случаях. Показано, что спиральность для вихря с закруткой (орбитальным движением) отличается от известной формулы Моффата для зацепленных вихрей. На основании полученного аналитического решения задачи динамики кольцевых вихрей в радиальном потоке в 2D и 3D случаях показано, что вихри ускоряются аккреционным потоком и выбрасываются в противоположных направлениях.

Ключевые слова: активное ядро галактики, затеняющий тор, кольцевая галактика, гравитационный потенциал, тороидальный вихрь, гравитационное линзирование, задача N тел.

ABSTRACT

Bannikova E.Yu. Toroidal structures in astrophysical objects.— Qualifying scientific work, the manuscript.

Thesis for the Doctor of Science degree in Physics and Mathematics, specialization 01.03.02 — "Astrophysics, radio astronomy".— Institute of Radio Astronomy of National Academy of Science of Ukraine, V.N.Karazin Kharkiv National University, the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2020.

There are astrophysical objects possessing toroidal (ring) structures. The most famous examples are ring galaxies and dusty tori in active galactic nuclei (AGNs). Such a torus is named obscuring torus and it is a reservoir of matter feeding an accretion disk. Therefore, it plays an essential role in the AGN activity. One of the key features of an obscuring torus is its geometrically thick shape. Different mechanisms were proposed that could explain the presence of vertical components of the matter velocity in the torus but this question remains open up to this time. The rotation curves of the nearest AGNs observed by the largest radio interferometers VLA and VLBI showed that the motion in the torus is non-Keplerian, i.e. the motion of matter is different from that in the disk. The first direct observations of a dusty torus in the nearest Seyfert galaxies (NGC 1068 and Circinus) were obtained with help of an optical VLT/MIDI interferometer. These observations and further analysis of the spectral energy distribution showed that the matter in the torus should be distributed in the form of clouds. In addition, it was confirmed that the obscuring torus is geometrically thick. A major breakthrough in the observations of these objects is associated with the millimeter interferometer ALMA, which allowed to obtain additional information on the dynamics of matter in the AGN central regions. The mass of the obscuring torus in AGNs can be above or equal to the percent of the mass of the supermassive black hole. This means that the gravitational properties of the torus can be substantial and affect both its stability and the dynamics of the matter in its vicinity. Therefore, it is important to take into account the gravitational properties of the torus.

Also, the investigation of the gravitational properties of the torus is central for understanding and interpreting the observational features of Hoag-like ring galaxies, i.e. star forming rings encircling the bulges of their host galaxies. The mass of the ring

is comparable to that of the galaxy. This means that the gravitational forces from the ring (thin torus) can play an essential role on the surrounding matter distribution. It is also interesting to investigate the gravitational lensing effects on systems where the lens is a ring galaxy or an object containing a massive ring structure. In this case, three Einstein rings can form, which may provide a criterion for detecting ring structures of a dark matter, the formation of which may be the result of collisions of galaxies or clusters of galaxies.

Toroidal structures may form as a result of the presence of instability in different flows, which may occur in objects with accretion and winds. In this case, the vortex movement can be essential and lead to the formation of a ring vortex. In the presence of an axisymmetric flow that can occur for many astrophysical objects with accretion, the formation of a dipole toroidal vortex is possible. The dynamics of such a vortex may be nontrivial and depends on the nature of the flow (converging or diverging); therefore, it is of interest to investigate the motion of vortexes in order to understand the possible mechanisms of formation for jet components in astrophysical objects.

The main original results of this dissertation are:

1. It is shown, on the basis of an exact integral expression for the potential of a homogeneous circular torus, which is valid at any arbitrary point of space, that the outer potential of a torus can be represented with high accuracy by the potential of an infinitely thin ring of the same mass up to the torus surface. Approximate expressions for the torus potential in its outer and inner regions are obtained. It is shown that the inner potential of the torus can be represented by the potential of a cylinder and the term containing the Gaussian curvature of the torus surface ("potential of curvature").

2. A dynamical model of obscuring tori in AGNs is simulated within the framework of the N-body problem taking into account the gravitational interaction between the clouds. It is shown that a self-gravitating thick torus in the field of the central mass remains stable, and the equilibrium cross-section has an oval shape with Gaussian density distribution, which satisfies observations. It is shown that the observable geometric thickness of the obscuring torus in the AGNs can be explained by the motion of clouds in inclined orbits with a range of eccentricities, which is the result of the gravitational interaction of the central mass and the clouds in the torus.

3. It is shown that in a gravitational field of a central mass and a gravitating ring, closed circular orbits exist only to a certain radius corresponding to the last stable circular orbit, which we call "the outermost stable circular orbit" (OSCO) by analogy with the ISCO in the relativistic case. There is also a region of unstable equilibrium — the "Lagrangian circle". The existence of region with non-circular orbits between the Lagrangian circle and OSCO can explain the observed gap in the distribution of stellar density in ring galaxies. It is shown that in such a system there are closed orbits of new types in the meridian plane of the ring.

4. An essential role of the central mass in the stability of systems containing the gravitating torus is shown. Possible trajectories in the inner potential of the torus in the presence of a central mass were investigated which showed that there are at least

two types of orbits in the co-moving system: halo and box orbits. It is shown that the quasi-closed halo-orbit exists in such a system. It is shown that within the framework of the problem of unperturbed motions, it is possible to form a torus, which we called "Keplerian torus", since it is a generalization of the Keplerian disk.

5. It is shown in the framework of the N -body problem that the geometric thickness of the torus is larger if, in the initial conditions for the particle orbits, we introduce a distribution of both inclination and eccentricity. It is shown that the equilibrium distribution of clouds in the torus, achieved due to self-gravity, satisfies the conditions of obscuration of the accretion disk in the AGNs. It is shown that the observed dynamics in NGC 1068 can be explained by the peculiarities of the cloud motions in the torus due to the effects of self-gravity. Temperature of clouds as a result of heating by radiation of the accretion disk are obtained, which satisfy the observational data in IR band.

6. The effects of gravitational lensing on the system of a central mass and of a torus (in the approach of a thin disk with a hole) have been investigated. It is shown that in this system the formation of three Einstein rings is possible. Two Einstein rings arise in a wide range of parameters with significantly different brightness. One Einstein ring is also formed, which can be identical to the case of lensing by a point mass, or, on the contrary, it may have a substantial width and high brightness.

7. It is shown that there are both analogies and qualitative differences in the dynamics of dipole toroidal vortexes in 3D from the behavior of vortex systems in the 2D case. In the convergent (accretion) flow, rings as well as their flat analogues are accelerated. In the case of a dipole toroidal vortex, this result leads to the component acceleration but the vortexes can collapse for some value of the flow power. It is shown that the integral of helicity for a toroidal vortex with a twist and a maximum of the velocity on the vortex generatrix is different from the known Moffat formula on the numerical coefficient.

8. It is shown that a problem of a pair of vortexes in a radial flow (in 2D case) allows an exact solution. In the converging flow, the vortexes in the pair approach each other with increasing speed. The dynamics of a dipole toroidal vortex in a radial flow in the approximation of four flat vortexes is considered. It is shown that in this case, the pair components are ejected by the convergent flow with exponentially increasing speed. It is shown that the main result associated with the acceleration of the outflows is kept for a more complicated flow (source and dipole, quadrupole), since the main influence has a monopole component of flow.

Key words: active galactic nucleus, obscuring torus, ring galaxy, gravitational potential, toroidal vortex, gravitational lensing, N -body problem.